

THESE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE 3ème CYCLE EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Françoise GUERIN - BARTHOLIN

Sujet

**Intéractions des antiprotons : section efficace de réaction
avec les noyaux complexes et diffusion élastique par les protons**

soutenue le 13 février 1964

devant la commission d'examen :

MM. A. SARAZIN

Président

G. PHILBERT

R. SCHMITT

}

Examineurs

M. MORAND

Invité

THESE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE LYON

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE EN PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Françoise GUERIN - BARTHOLIN

Sujet

**Intéractions des antiprotons : section efficace de réaction
avec les noyaux complexes et diffusion élastique par les protons**

soutenue le 13 février 1964

devant la commission d'examen :

MM. A. SARAZIN

Président

G. PHILBERT

R. SCHMITT

}

Examineurs

M. MORAND

Invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41554209_0020

A MES PARENTS



A MON MARI

J'exprime ma sincère gratitude à Monsieur le Professeur A. SARAZIN, qui m'a accueillie à l'Institut de Physique Nucléaire et m'a permis d'effectuer ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le Professeur G. PHILBERT qui m'a proposé ce sujet et qui m'a constamment guidée au cours de mes recherches. Ses nombreux conseils m'ont été d'un grand secours.

Je remercie également Monsieur R. SCHMITT Maître de Conférences qui a bien voulu s'intéresser à ce travail.

Je tiens particulièrement à témoigner ma reconnaissance à Monsieur le Professeur M. MORAND qui m'a si aimablement reçue dans son laboratoire de la Faculté des Sciences de Paris, qui s'est toujours intéressé à mes recherches et a bien voulu accepter d'être membre du jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur TSAI - CHU, qui m'a initiée à la technique des émulsions, et à Monsieur BERNHEIM, pour les intéressantes discussions que nous avons eues tout au long de nos travaux.

Je remercie aussi Monsieur le Professeur SCHERER et Monsieur BERMONT, de l'Université de Caen, ainsi que Monsieur le Professeur AVAN et Monsieur PEREZ, de l'Université de Clermont-Ferrand. La collaboration avec ces différents laboratoires nous a permis d'effectuer cette étude.

Je n'aurais garde d'oublier tous les chercheurs et le personnel du laboratoire, qu'ils trouvent ici l'expression de toute ma sympathie.

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

Doyens Honoraires

MM. LONGCHAMBON
DOUIN
MOUSSA
GAUTHIER Henri

Professeurs Honoraires

MM. LOCQUIN
de LARAMBERGUE
SOLLAUD
MENTZER
MOUSSA
JAFFARD
DOUIN
EYRAUD Henri
DEJARDIN
VIRET

Doyen

M. BRACONNIER

Assesseurs

MM. MESNARD
BOIDIN

Professeurs

MM. LONGCHAMBON

PRETTRE

COURTY

KUHNER

MALECOT

PARIS

AUMERAS

COLONGE

JANIN

FLANDRIN

BERNARD

DUFAY Jean

NIGON

GAUTHIER Henri

WAUTIER

CHOPIN

CUEILLERON

BRACONNIER

EYRAUD Charles

SARAZIN

BOIDIN

PERES

MESNARD

GRANDMONTAGNE

BOUTILLIER

LAFOUCRIERE

DREUX

TEICHNER

PAVANS de CECCATTY

MERLIN

DUFAY Maurice

FRAISSE

LUBET

PHILBERT

COHEN-ADDAD

DAVID Louis

CHANEL

MAURY

Minéralogie

Chimie industrielle

Chimie - Physique

Botanique

Mécanique rationnelle et appliquée

Chimie minérale

Chimie

Chimie organique

Physique générale

Géologie appliquée

Physique industrielle

Astronomie

Zoologie expérimentale

Géologie générale

Zoologie

Chimie biologique

Chimie

Calcul différentiel et intégral

Chimie-Physique appliquée

Physique nucléaire

Microbiologie et Mycologie

Physiologie

Electronique

Physique

Minéralogie

Physique nucléaire

Chimie organique

Chimie industrielle

Zoologie

Chimie analytique

Physique de l'Atmosphère

Mathématiques

Physiologie

Physique nucléaire

Chimie

Géologie générale

Psychophysiologie

Méthodes Mathématiques de la Physique

Professeurs sans Chaire

MM. GAUME	Physique
DEPRAZ	Physique nucléaire
FERON	Mathématiques
LAFORGUE	Physique
LEGAY	Zoologie expérimentale S.P.C.N
UZAN	Physique S.P.C.N.
GAUTHIER Jean	Chimie
CHENEVOY	Géologie appliquée
GINET	Zoologie
ASCH	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie
DUCET	Biologie végétale

Maîtres de Conférences

Mlle MAITROT	Physique
Mme ERICSON	Physique générale
MM. GEVIN	Géologie générale
PONASSE	Mathématiques
d'INCAN	Physique
MARTEL	Mécanique
LEFEBVRE	Mathématiques
PERNET	Mathématiques
CHERY	Physique
BERGEON	Physique C.S.U.
Mlle GAUTHERON	Chimie biologique
MM. MATHIEU	Mécanique des Fluides
ERBEIA	Physique
DESCOTES	Chimie organique
PICARD Philippe	Mathématiques
LEMOIGNE	Botanique
DEMARCO	Géologie générale
MICHEL Georges	Biochimie
LEBRETON	Biologie végétale
DAVID Jean	Biologie animale
TOUSSET	Chimie propédeutique
FEUVRAIS Louis	Physique Electricité
PICARD Claude	Mathématiques
SCHMITT Roger	Physique M.P.C.

Maître de Conférences Adjoint

M. PIERRON

Chimie

Secrétaire Principal Honoraire

M. ROUX

Conseiller Administratif

M. BURNET

INTRODUCTION

Les interactions des antiprotons lents ont fait l'objet d'assez nombreux travaux réalisés les uns à l'aide de techniques de compteurs, les autres au moyen de l'émulsion photographique.

L'obtention de faisceaux d'antiprotons au CERN et à Brookhaven a permis d'étendre le champ des études jusqu'aux moments linéaires de 3 GeV/c. La plupart des résultats ont été obtenus par exploration de clichés de chambres à bulles.

Malgré son efficacité, cette technique n'a pas permis de résoudre complètement tous les problèmes relatifs aux interactions des antiprotons. Il a donc semblé utile à plusieurs groupes de recherches d'examiner si l'emploi d'émulsions photographiques permettrait d'obtenir quelques renseignements complémentaires sur les points non étudiés dans les expériences faites jusqu'à maintenant. Nous avons ainsi apporté une contribution, d'une part à la détermination des sections efficaces de réaction des antiprotons avec les noyaux complexes, et par là à celle des sections efficaces d'interaction $\bar{p} - n$; d'autre part à l'étude aux petits angles (non accessibles dans l'examen des traces de chambres à bulles) de la diffusion élastique $\bar{p} - p$.

Notre travail est divisé en trois parties :

- Etude bibliographique des travaux effectués sur les antiprotons en ce qui concerne les sections efficaces d'interaction avec les protons et les neutrons, et éventuellement avec les noyaux de l'émulsion photographique.

- Résultats expérimentaux obtenus pour le libre parcours moyen et valeur de la section efficace antiproton - neutron à 3 GeV/c déduite du libre parcours moyen.

- Etude des diffusions élastiques antiproton - proton, dont le petit angle est supérieur à 1° dans le système du laboratoire.

CHAPITRE I

ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE RAPIDE DES RESULTATS

OBTENUS DANS LES ETUDES SUR LES ANTIPROTONS

I - TRAVAUX CONCERNANT LES ANTIPROTONS DE BASSES ENERGIES

Les premiers travaux ont été effectués à Berkeley en 1955, par Chamberlain, Segré et al... (1) grâce à des techniques de compteurs, en 1956 par Hill, Johansson (2) à l'aide de la technique de l'émulsion ; en 1957 Ekspong a étudié les annihilations des antiprotons dans l'émulsion à basse énergie en collaboration avec Barkas, Segré et al...(3). En 1958, à Berkeley encore le groupe de Coombes a mesuré les sections efficaces des antiprotons avec les noyaux de cibles de D_2O , H_2O , H_2 liquide pour des énergies comprises entre 0 et 700 MeV (4).

La technique des compteurs a permis à Chamberlain, Segré et al...(5) d'obtenir les valeurs des sections efficaces à 457 MeV antiproton - proton = 104 mb et antiproton - neutron = 113 mb.

D'autre part, le libre parcours dans l'émulsion concernant les interactions en vol des antiprotons pour les faibles énergies (140 MeV) a été déterminé par Chamberlain en 1959 (6). Signalons également les travaux du groupe de Saclay dans l'étude des annihilations des antiprotons avec les noyaux complexes de l'émulsion (7). A 710 MeV, le libre parcours moyen d'annihilation est de 19 cm.

Utilisant la même technique, les groupes des Universités d'Uppsala et de Stockholm sont auteurs de nombreuses publications ultérieures concernant les interactions des antiprotons. Ainsi en 1959 Ekspong et Ronne ont trouvé des libres parcours moyens d'annihilation et d'interaction des antiprotons entre 30 et 250 MeV égaux respectivement à $(20,8 \pm 1,5)$ cm et $(18,3 \pm 1,3)$ cm, d'où une section efficace antiproton - nucléon de 150^{+27}_{-22} mb déduite de calculs effectués par le modèle optique (8).

Le groupe de Stockholm a également donné en 1961 (9) les libres parcours moyens d'interaction entre 35 et 250 MeV, soit $17,4 \pm 1,2$ cm, la section efficace $\bar{p}$ - nucléon : 170^{+30}_{-25} mb et en 1962 le libre parcours : (26 ± 5) cm à 1,3 GeV (10).

II - ANTIPROTONS DE HAUTES ENERGIES

Les principaux résultats obtenus jusqu'en 1958 sur les sections efficaces d'antiprotons sont résumés par les courbes précédentes données par Coombes. Jusqu'alors les mesures concernaient des faisceaux de basse énergie contenant une faible proportion d'antiprotons (en général 1 antiproton pour $3 \cdot 10^4$ pions). A l'heure actuelle, les grands synchrotrons à protons du CERN et de Brookhaven permettent des mesures sur des faisceaux de haute énergie et à pourcentage d'antiprotons voisin de 100 %.

En 1960, les compteurs Cerenkov permettaient à G.von Dardel, D.H Frisch et al... de mesurer les sections efficaces antiproton proton jusqu'à 10,7 GeV/c, sur des faisceaux fournis par le synchrotron à protons du CERN (11). A la même époque, à Berkeley, Wenzel effectuait les mêmes mesures pour des énergies comprises entre 1 et 2 GeV (12) (figure 2). De plus Segré déduisait la section efficace antiproton-neutron entre 500 MeV et 1100 MeV de la section efficace antiproton-noyau du deutérium, par soustraction de la section efficace antiproton-proton (13).

En 1961, des mesures précises utilisant les compteurs à scintillation étaient faites au CERN par Amaldi, Cocconi et al.. (14) qui ont permis d'évaluer la section efficace antiproton-proton entre 0,58 et 5,3 GeV/c. Enfin, K. Winter résumait les derniers résultats expérimentaux obtenus pour les sections efficaces $p - p$ et $\bar{p} - p$ à haute énergie par une série de courbes (15).

Ces différents résultats expérimentaux indiquent que la section efficace antiproton-proton $\sigma_{\bar{p}p}$ est très supérieure à la section efficace proton-proton σ_{pp} aux faibles et moyennes énergies (jusqu'à 2 GeV environ). La valeur de $\sigma_{\bar{p}p}$ à 0,2 GeV est 160 mb, alors que la section efficace σ_{pp} n'est que de 25 mb ; pour un moment linéaire incident de 1,5 GeV/c $\sigma_{\bar{p}p}$ est égale à 100 mb, tandis que σ_{pp} n'atteint pas 50 mb. Cette section efficace $\bar{p}p$ décroît ensuite très rapidement avec le moment incident. Comme σ_{pp} conserve une valeur presque constante d'environ 45 mb, aux très grandes énergies (supérieures à 10 GeV), $\sigma_{\bar{p}p}$ semblerait donc rejoindre la valeur de la section efficace proton-proton (Théorème de Pomeranchuk).

Nous déduisons encore de ces courbes la valeur de la section efficace antiproton-proton libre pour un moment linéaire de 3 GeV/c, soit (78 ± 3) mb.

Au chapitre II nous utiliserons ce résultat pour tenter d'évaluer la section efficace antiproton-neutron $\sigma_{\bar{p}n}$ à 3 GeV/c à partir du résultat expérimental obtenu pour le libre parcours moyen dans l'émulsion. En effet, la courbe (3) donnée par Segré et al.. fournit des valeurs de $\sigma_{\bar{p}n}$ limitées aux énergies comprises entre 500 et 1100 MeV (elles sont calculées à partir de la section efficace $\bar{p}d$) et dans ce domaine $\sigma_{\bar{p}n}$ semblerait avoir une valeur légèrement supérieure à $\sigma_{\bar{p}p}$.

Signalons encore les récents travaux effectués sur les antiprotons par la technique des chambres à bulles. Le groupe de Rochester (16) a étudié les interactions à deux et quatre branches des antiprotons de 3,25 GeV/c

sur les noyaux d'hydrogène ainsi que les diffusions élastiques proton-proton. Les sections efficaces totale et élastique sont respectivement égales à : $(74,2 \pm 1,5)$ mb et $(22,9 \pm 1,1)$ mb. Le faisceau de 3 GeV/c du CERN auquel ont été exposées les émulsions nucléaires utilisées dans ce travail a permis au groupe de Y. Goldschmidt-Clermont (17) d'effectuer d'intéressantes mesures sur les diffusions élastiques $\bar{p}p$ et sur la production d'un pion unique.

Les résultats concernant les diffusions élastiques seront exposés au chapitre III. Les valeurs de $(72,3 \pm 1,9)$ mb et $(21,2 \pm 1)$ mb ont été obtenues pour les sections efficaces totale et élastique.

Enfin, le groupe de Hambourg (18) a complété ces derniers résultats par des études de clichés de chambres à bulles à 3,6 GeV/c. Différentes corrections ont été apportées pour la contamination et les pertes dues aux petits angles et à la profondeur des traces, d'où les valeurs de $(79,9 \pm 1,7)$ mb à 3 GeV/c et $(76,3 \pm 1,8)$ mb à 3,6 GeV/c pour la section efficace totale antiproton-proton, valeurs qui sont en excellent accord avec les résultats expérimentaux donnés par Cocconi et al..

CHAPITRE II

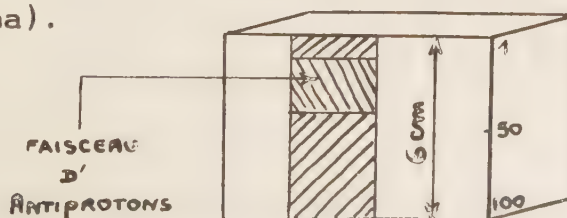
TECHNIQUES DE L'EXPOSITION ET DE

L'EXPLORATION DES PLAQUES

I - EXPOSITION

Un stack composé de 100 émulsions nucléaires Ilford G.5. de dimensions $14,3 \text{ cm.} \times 23,3 \times 600 \text{ }\mu\text{m}$ a été exposé le 12 Juillet 1962 à un faisceau d'antiprotons de moment linéaire ($3 \pm 0,15$) GeV/c, obtenu à l'aide du synchrotron à protons du CERN.

L'irradiation par un flux de 10^5 antiprotons pour le stack a duré deux heures. Après un délai de sept jours imposé par le marquage et le collage sur verre, les émulsions ont été développées au CERN, puis réparties entre les laboratoires de Paris-Sorbonne (Professeur Morand), de Caen (Professeur Schérer), de Clermont - Ferrand (Professeur Avan) et de Lyon. Le Centre de Physique Nucléaire de Lyon a disposé des émulsions numérotées de 21 à 40, qui se trouvent avoir été exposées aux antiprotons couvrant à peu près le quart de la largeur du faisceau à partir de son centre (cf. schéma).



II - EXPLORATION

L'exploration a été faite exclusivement par suivage des traces. Une méthode commune a été adoptée par les différents laboratoires. Les plaques sont examinées au microscope Leitz avec des objectifs 22 x ou 53 x. Les traces faisant, dans la région de la plaque considérée, un angle inférieur à environ 1° avec la direction moyenne du faisceau sont retenues. Elles sont suivies jusqu'à, soit l'apparition d'un évènement, soit la sortie de la plaque, soit enfin l'achèvement d'un parcours de 10 cm. Les scanners ont été invités à adopter une vitesse de défilement des images microscopiques aussi rapide que possible, qui permet de repérer plus aisément les faibles angles de diffusion qu'une vitesse lente, et a de plus l'avantage évident d'un rendement supérieur. Par ce procédé les diffusions dont l'angle en projection horizontale est supérieur à 30 minutes, ainsi que les étoiles, sont repérables sans difficultés.

La longueur moyenne suivie sur chaque trace a été trouvée égale à 4,007 cm. pour les laboratoires de Lyon et Clermont-Ferrand. Quant à la longueur totale de traces primaires suivie, elle était égale à 1 367,369 mètres (à la date du 15 Octobre 1963) et se répartissait ainsi :

Paris : 790 Mètres
Clermont-Ferrand; 29,5 mètres

Caen : 208,908 mètres
Lyon : 318,116 mètres

III - TYPES D'INTERACTIONS

Au point de vue phénoménologique, nous distinguerons dans l'émulsion nucléaire deux types d'interaction :

- a) les interactions avec un noyau complexes (C,N,O, ...)
- b) les interactions avec un proton libre de l'émulsion.

Les interactions a) comprennent elles mêmes des réactions nucléaires où

l'antiproton incident est, soit annihilé, soit diffusé inélastiquement, avec ou sans échange de charge, et des diffusions élastiques. Dans les réactions nucléaires, le noyau subit une modification de structure alors que dans les diffusions, il reste dans son état initial. Compte tenu des bons résultats que donne le modèle optique pour la description de ces interactions avec les noyaux complexes, il est fréquent de parler de phénomène d'absorption (réaction) et de diffraction (diffusion).

Les événements $\bar{p} - p$ libre sont de même, soit des diffusions inélastiques, soit des annihilations, soit des diffusions élastiques.

Quel est l'aspect de ces différents phénomènes :

a) une diffusion élastique par un noyau complexe se manifeste par l'apparition d'un simple changement de direction de la trace. En effet, pour qu'un recul du noyau soit visible, il faudrait dans le cas le plus favorable, celui de C^{12} , que l'énergie de ce noyau soit égale à 4 MeV, ce qui correspondrait à un angle de diffusion de 6 degrés, pour lequel, d'après le modèle optique, la section efficace est négligeable.

b) dans une diffusion élastique par un proton libre, le proton au contraire est en général visible : c'est seulement pour des diffusions d'angle inférieur à 30 minutes qu'il aurait un parcours inférieur à 3 μm . Comme nous aurons l'occasion de le voir, la section efficace correspondant à cet angle est très faible.

c) les réactions nucléaires avec un noyau complexe se manifestent généralement par l'apparition d'une étoile à plusieurs branches ou d'un arrêt. Font exception les réactions de type $\bar{p} - \text{neutron lié}$ avec, soit émission de l'antiproton, soit émission d'un seul π chargé et sans phénomène secondaire visible (c'est à dire sans éjection de particules chargées de cascade ou d'évaporation). Ces réactions ont l'aspect d'une diffusion élastique.

d) les annihilations ou diffusions inélastiques $\bar{p} - p$ libre se manifestent par des phénomènes à nombre de branches pair ou par des arrêts

$(\bar{p} + p \rightarrow \pi^0 + n (\pi^+ \pi^-))$. Elles ne peuvent être distinguées à priori de certaines interactions avec un noyau complexe susceptibles d'avoir le même aspect.

Par conséquent, les changements de direction des antiprotons avec absence de traces secondaires peuvent être attribués, soit à des événements a), soit à des événements c). La théorie de la diffraction nous apprend que la section efficace de diffusion sur les noyaux complexes est très faible pour les angles inférieurs à 4° ; d'autre part, les réactions nucléaires conduisant à un simple changement de direction de l'antiproton incident avec un angle supérieur à 4° sont peu probables. Il est donc commode de classer ensemble les étoiles et les changements de direction d'angle supérieur à 4° et de les considérer comme des réactions, quitte à faire subir des corrections aux nombres obtenus.

IV - LIBRE PARCOURS MOYEN EXPERIMENTAL ET CONTAMINATION

Sur une longueur de 1 367,37 mètres, 4 515 événements classés à priori comme des réactions ont été relevés.

Le libre parcours moyen brut est donc de 30,285 cm.

Cependant les antiprotons ne sont pas les seules particules présentes; ils sont accompagnés de mésons π et de leptons μ . La contamination du faisceau a été étudiée au CERN par H. Djerassi et M. Lami (19) par examen de clichés de chambres à bulles, en utilisant la méthode des rayons δ . La moyenne des mesures effectuées sur 8 bobines nous a permis d'évaluer la contamination moyenne; elle est égale à $(10,7 \pm 0,78)\%$ de l'ensemble des particules pour les leptons μ et $(2,6 \pm 0,43)\%$ pour les mésons π .

Une difficulté est apparue du fait qu'il peut exister des différences de contamination suivant la position des particules dans le faisceau. En effet,

une certaine discordance entre les résultats des différents laboratoires a fait ressortir que de telles différences ne sont pas exclues. Mais cette difficulté a été éludée, compte tenu du fait que, pour Djerassi et Lami comme pour nous même, l'ensemble du faisceau a été exploré et que les critères retenus pour l'acceptation d'une trace sont les mêmes. On a donc estimé que les chiffres de contamination donnés par les auteurs pouvaient être valablement retenus dans notre cas.

V - LIBRE PARCOURS MOYEN DE REACTION AVEC LES NOYAUX COMPLEXES

Notre méthode consiste à déterminer avec la meilleure précision la longueur réelle L_p de traces d'antiprotons d'une part, le nombre réel N_p d'évènements dus aux antiprotons d'autre part.

A - Evaluation des longueurs de traces

Les longueurs L_μ des leptons μ et L_π des mésons π ont été évaluées par les formules approchées suivantes qui tiennent compte des taux de contamination :

$$L_\mu = 0,107 \cdot n \cdot \ell$$

$$L_\pi = 0,026 \cdot n \cdot \lambda'_\pi (1 - e^{-\Sigma'_\pi \ell})$$

n étant le nombre total de traces, ℓ la longueur moyenne suivie sur chaque trace sans interaction du type (1); (2), (3), (4) d'angle supérieur à 4° ,

Σ'_π la section efficace macroscopique et λ'_π le libre parcours moyen correspondant pour les mésons π .

Les grandeurs n et ℓ , données par les conditions expérimentales ont pour valeurs :

$$n = 35\,018 \text{ traces}$$

$$\ell = 4,007 \text{ cm}$$

D'autre part $\lambda'_{\pi} = 35,5 \text{ cm}$ et $\Sigma'_{\pi} = 0,02817 \text{ cm}^{-1}$, section efficace correspondant aux réactions des mésons π avec les noyaux de l'émulsion, pour les interactions du type (1), (2), (3), (4) d'angle supérieur à 5° (20).

Les 1372 mètres de traces se décomposent en trois longueurs :

$$L_{\mu} = (150,14 \pm 10,9) \text{ mètres}$$

$$L_{\pi} = (34,52 \pm 5,7) \text{ mètres}$$

$$L_{\bar{p}} = (1187,34 \pm 16,6) \text{ mètres}$$

valeurs qui sont d'ailleurs très proches de celles qu'on obtiendrait en négligeant simplement la section efficace Σ'_{π}

B - Nombre d'évènements à attribuer aux antiprotons

Il se déduit du libre parcours moyen des π et de la longueur des traces L_{π} , donnant 88 évènements attribuables aux π .

Restent donc :

$$N_{\bar{p}} = 4517 - 97 = 4420 \text{ évènements dus aux antiprotons.}$$

C - Obtention du libre parcours

Nous devons ajouter à $N_{\bar{p}}$ le nombre $N_{\bar{p}E}$ d'étoiles à une branche d'angle inférieur à 4° qui n'ont pas été repérées, et retrancher le nombre de diffusions vraies $\bar{p}$ - noyau, d'angle supérieur à 4° .

Le calcul de $N_{\bar{p}E}$ oblige à utiliser plusieurs hypothèses :

a) les évènements à aspect de diffusions sont des réactions quasi élastiques $\bar{p}$ - neutron lié.

b) la probabilité d'une réaction $\bar{p}$ - neutron lié est la même que celle d'une réaction $\bar{p}$ - proton lié.

c) ce type d'interaction intervient avec la même fréquence quelle que soit la nature de la particule et son énergie (supérieure à 1 GeV).

Les sections efficaces d'interaction élastique et quasi-élastique $p - p$ à 1 GeV sont égales à 22 mb (21), ce qui correspond à un libre parcours moyen de 13,59 mètres.

D'autre part, le libre parcours moyen total de réaction des protons dans l'émulsion, hydrogène non compris, est de 37,71 cm. Si nous admettons que le rapport de ces libres parcours reste constant, la valeur $\lambda_{\bar{p}} = 29$ cm entraîne un libre parcours de 10,92 mètres pour les réactions quasi élastiques.

Compte tenu du fait qu'un nucléon lié ne peut s'échapper du noyau que s'il a acquis une énergie au minimum égale à 20 MeV, on peut penser que la direction de ce nucléon fera en moyenne avec la direction incidente un angle au minimum égal à $3^{\circ}30'$.

D'autre part, le rapport du nombre de diffusions élastiques $\bar{p} - p$ comprises entre $3^{\circ}30'$ et 4° au nombre total de diffusions élastiques est évalué à 0,191. Ce rapport étant supposé conservé pour les réactions quasi élastiques, le libre parcours cherché sera :

$$\frac{10,92}{0,191} = 57 \text{ mètres}$$

ce qui correspond à l'adjonction de 21 évènements.

Par ailleurs le calcul de la diffraction, effectué dans le paragraphe suivant, nous permet d'évaluer la distribution angulaire des sections efficaces (courbe 1).

La section efficace macroscopique pour les diffusions d'angle supérieur

à 4° , déduite de cette courbe par intégration, est :

$$2,27 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$$

La comparaison de cette valeur à la section efficace de réaction $\bar{p}$ - noyau (hydrogène libre compris) qui est égale à :

$$3,77 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$$

nous donne la proportion d'environ 6 diffusions d'angle supérieur à 4° pour 1000 étoiles, soit 26 évènements à retrancher.

Enfin, tenant compte de la valeur de la section efficace $\bar{p}$ - noyau d'hydrogène = (78 ± 3) mb, nous devons retrancher 298 évènements $\bar{p}$ - p libre. Le nombre final de réactions avec les noyaux complexes est donc égal à 4117 et le libre parcours moyen cherché est :

$$\lambda_{\bar{p}} = 28,83 \text{ cm}$$

L'erreur commise dans l'évaluation de ce libre parcours doit tenir compte de l'erreur statistique et de l'incertitude sur les longueurs de trace, cette dernière étant due principalement aux erreurs élevées sur les chiffres de contamination. On a majoré l'erreur statistique de 10 % pour tenir compte des différentes incertitudes qui sont elles mêmes de type statistique (par exemple l'erreur sur la valeur de la section efficace $\bar{p} p = (78 \pm 3)$ mb). L'évaluation précise de ces erreurs aurait conduit à des calculs de probabilité très complexes et dépourvus d'intérêt véritable. La valeur du libre parcours moyen cherché est finalement :

$$\lambda_{\bar{p}} = 28,83^{+0,915}_{-0,885} \text{ cm}$$

Rappelons que le groupe de Chamberlain (6) a trouvé un libre parcours de $(18,2 \pm 2)$ cm pour une énergie de 140 MeV et que le groupe de Stockholm a déterminé une valeur du libre parcours moyen à 1,3 GeV égale (26 ± 5) cm

Notre résultat est donc compatible avec une augmentation du libre parcours moyen dans l'émulsion lorsque l'énergie des antiprotons croît.

VI - SECTION EFFICACE D'INTERACTION $\bar{p}$ - NEUTRON LIÉ $\sigma_{\bar{p},n}$

A - Section efficace antiproton - nucléon lié $\sigma_{\bar{p},N_\ell}$

1) Une première méthode de calcul utilise le modèle optique. Fernbach et ses collaborateurs (22) ont obtenu de bons résultats en appliquant ce modèle au cas des interactions des neutrons de 100 MeV.

Marshak (23) a repris les formules de Fernbach et col. pour les appliquer au cas des pions d'énergie élevée.

Dans ce modèle, le noyau est analogue à une sphère semi transparente, de densité uniforme, de rayon R , possédant un indice de réfraction déterminé par le rapport $\frac{V}{E}$ de l'énergie potentielle sur l'énergie cinétique, et un coefficient d'absorption :

$$k = \frac{3A \sigma_0}{4 \pi R^3}$$

A étant le numéro atomique du noyau considéré et σ_0 la section efficace particule - nucléon lié.

La section efficace d'absorption nucléaire est :

$$(1) \quad \sigma_a = \pi R^2 \left[1 - \frac{1}{2k^2 R^2} (1 - (1 + 2kR) e^{-2kR}) \right]$$

et la section efficace de diffraction :

$$(2) \quad \sigma_d = \pi R^2 \left\{ 1 + \frac{1}{2k^2 R^2} (1 - (1 + 2kR) e^{-2kR}) \dots \right.$$

$$\dots\dots = \frac{4}{k^2 R^2} \left[1 - e^{-kR} (1 + kR) \right] \Bigg\}$$

La distribution angulaire dans le système du centre de masse des antiprotons diffusés s'obtient par la relation :

$$(3) \quad \frac{d\sigma_d}{d\Omega} = \frac{\sigma_d}{\pi} \left[\frac{J_1(kR \sin \theta)}{\sin \theta} \right]^2$$

où $k = \frac{p}{\hbar}$ est le nombre d'onde des antiprotons incidents dans le système du centre de masse.

Les formules (2) et (3) sont déduites des formules données par Fernbach et al. ou par Marshak en écrivant :

$$k_1 = k \left[\left(1 + \frac{V}{E} \right)^{1/2} - 1 \right] = 0$$

compte tenu du fait, que dans notre cas, l'énergie potentielle V qui est de l'ordre de quelques dizaines de MeV, est négligeable devant l'énergie des antiprotons dans le système du centre de masse, soit 1,3836 GeV.

2) Il a paru plus correct d'utiliser une seconde méthode basée sur les résultats d'Hofstadter (24) qui, comme il est bien connu, montrent que l'hypothèse de l'uniformité de la répartition de la charge n'est pas correcte. En admettant que les distributions neutronique et protonique sont les mêmes et en reprenant les postulats de la théorie semi-classique, G. Philbert a calculé pour quelques noyaux les sections efficaces d'absorption en fonction de σ_0 (25).

Nous avons interpolé ses résultats et utilisé une loi de variation de la section efficace σ_0 en $A^{2/3}$ à partir du carbone (valeur C III) pour les noyaux légers (N, O, S) et du noyau fictif $A = 93$ pour le brome, l'argent et l'iode. Nous avons obtenu les valeurs suivantes pour les sections efficaces d'absorption σ_a qui nous intéressent :

σ_a	A	75 mb	80 mb	85 mb	90 mb	100 mb	110 mb	115 mb
C	12	304	309	313	317	326	334	338
N	14	337	342,5	347	351,4	361,4	370	374,7
O	16	368,4	374,4	379,3	384	395	404,7	409,6
S	32	584,8	594,4	602	609,8	627	642,5	650
Br	80	1067	1081	1094	1108	1129,6	1148,6	1157,6
Ag	108	1303,4	1320	1336,6	1353	1380	1402,8	1414
I	126	1444	1462,7	1481	1500	1529	1555	1567

La section efficace $\sum_a$ correspondant à chaque σ_o se calcule à partir des proportions des différents éléments dans l'émulsion G 5, d'où la courbe (2) exprimant la variation du libre parcours moyen pour les interactions antiproton - noyau complexe en fonction de la section efficace particule - nucléon lié σ_o .

On déduit de cette courbe la valeur :

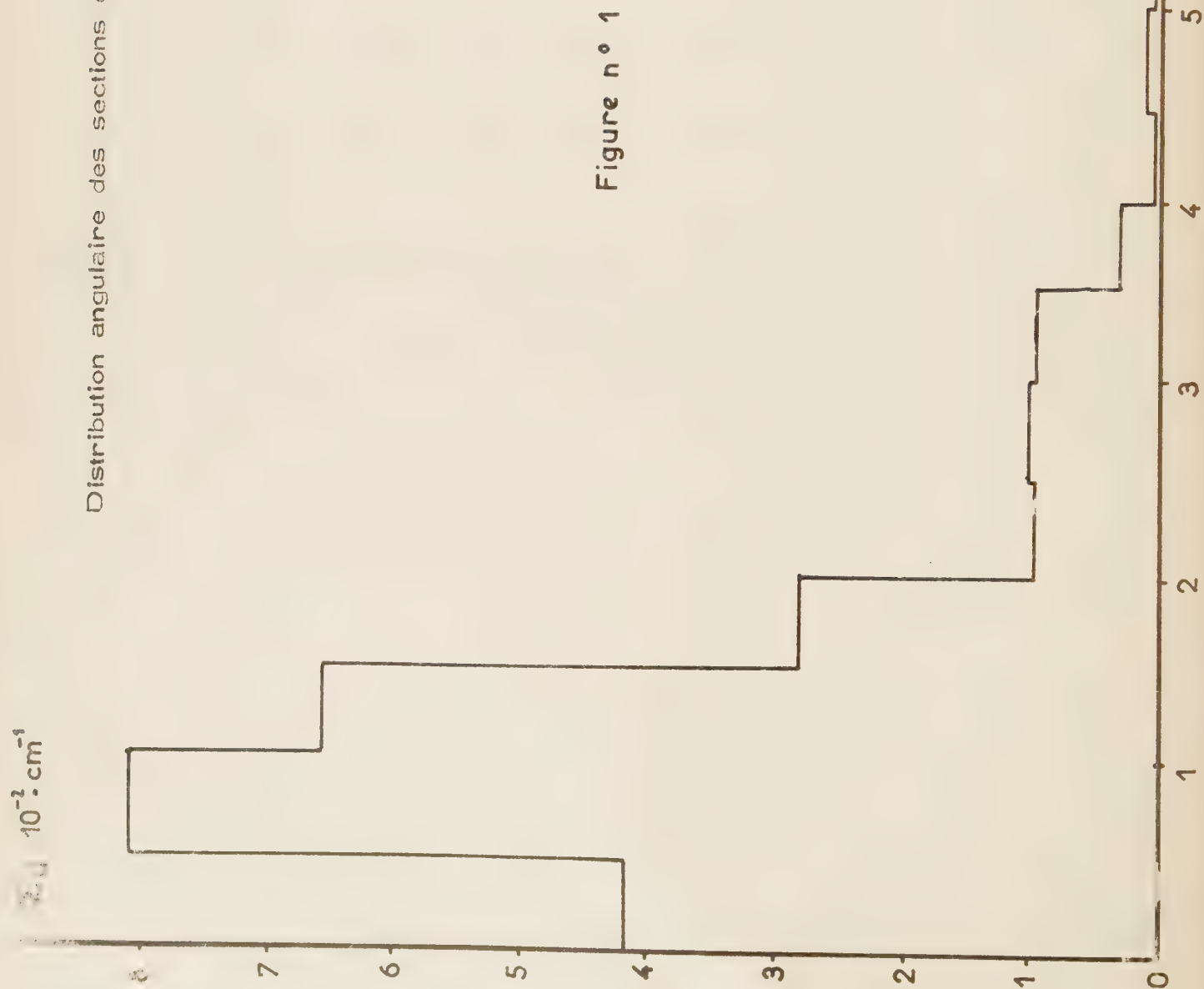
$$\sigma_{\bar{p}, N_\ell} = (98 \begin{smallmatrix} + 16 \\ - 14 \end{smallmatrix})_{\text{mb}}$$

correspondant au libre parcours de :

$$(28,8 \begin{smallmatrix} + 0,915 \\ - 0,885 \end{smallmatrix}) \text{ cm}$$

Pour la section efficace de diffusion, nous avons conservé le modèle sphérique. De toutes façons, ces résultats ne sont utiles que pour corriger les données expérimentales brutes, et une erreur même assez élevée

Distribution angulaire des sections efficaces de diffusion

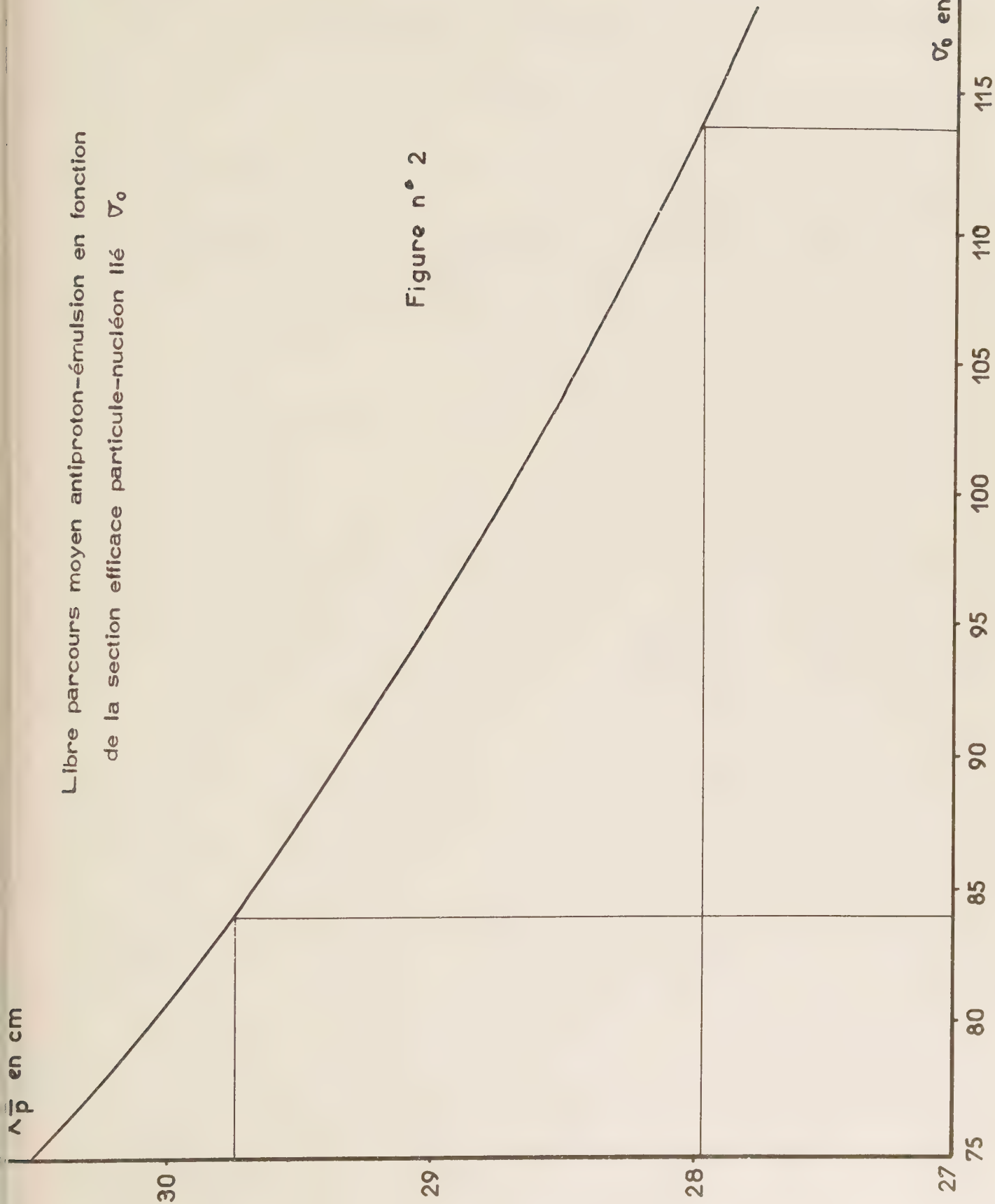


$\Lambda \bar{p}$ en cm

Libre parcours moyen antiproton-émulsion en fonction
de la section efficace particule-nucléon lié σ_0

Figure n° 2

σ_0 en mb



sur cette correction n'entache pas les résultats définitifs.

B - Section efficace d'interaction antiproton-neutron lié

La détermination de cette section efficace est basée sur l'hypothèse d'égalité des sections efficaces $\bar{p} - p$ libre et $\bar{p} - p$ lié.

La connaissance du nombre de protons et de neutrons dans chaque noyau, et des proportions des différents éléments dans l'émulsion permet de calculer la section efficace $\bar{p} - \text{neutron}$ à partir de $\sigma_{\bar{p}, N_p}$:

$$\sigma_{\bar{p}, n} = (112 \begin{array}{c} + 29 \\ - 25 \end{array}) \text{ mb}$$

Rappelons que Segré et al. (13) nous donnaient la valeur de cette section efficace jusqu'à 1 GeV. Notre résultat tendrait à indiquer que la section efficace antiproton neutron resterait supérieure à la section efficace antiproton proton aux moments de l'ordre de 3 MeV/c. Il convient cependant de ne pas lui donner une signification exagérée car il est étroitement lié à des hypothèses sur la structure nucléaire et sur le mécanisme de l'interaction particule- nucléon lié.

Remarquons d'ailleurs que l'emploi du deutérium pour l'obtention de la section efficace particule - neutron ne peut être considérée comme levant toutes les difficultés.

CHAPITRE III

DIFFUSIONS ELASTIQUES ANTIPROTONS - PROTONS

I - ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Travaux effectués par la technique des chambres à bulles. Position du problème.

Le problème des diffusions élastiques proton - proton a fait l'objet de nombreuses études. Dès 1954, Goldhaber et Fisher (26) parvenaient à séparer la diffusion nucléaire de la diffusion coulombienne à 330 MeV.

Les courbes de section efficace différentielle en fonction de l'angle de diffusion dans le système du centre de masse indiquent une nette anisotropie aux petits angles pour des énergies supérieures à 350 MeV environ (27). Cette anisotropie est d'autant plus nette que l'énergie incidente est plus grande.

Des expériences ont été réalisées à des énergies plus élevées confirmant ce résultat. Une interprétation est donnée par la théorie des pôles de Regge : S.A. Azimov, B.P. Bannik et al... par exemple, l'ont utilisée pour leurs résultats expérimentaux à 8,5 GeV (28).

Des résultats comparables ont été obtenus dans le cas des diffusions élastiques pion - proton. Signalons les travaux effectués à Brookhaven pour des énergies de 500 MeV, 950 MeV et 1300 MeV (29) ainsi que les mesures de Goldsacker et Morrisson, interprétées théoriquement par Amati et

Lovelace (30).

Les premières mesures de diffusions élastiques antiproton - proton ont été faites sur des faisceaux de basse énergie en 1957 par le groupe de Chamberlain (31), en 1958 par Coombes et al., avec des techniques de compteurs (32).

D'autre part, le groupe de Wenzel, à Berkeley, a mesuré ces sections efficaces aux moyennes énergies. Leurs résultats à 1,0 et 2,0 GeV ont été extrapolés à l'angle zéro au moyen du théorème optique et d'une amplitude de diffusion purement imaginaire (33).

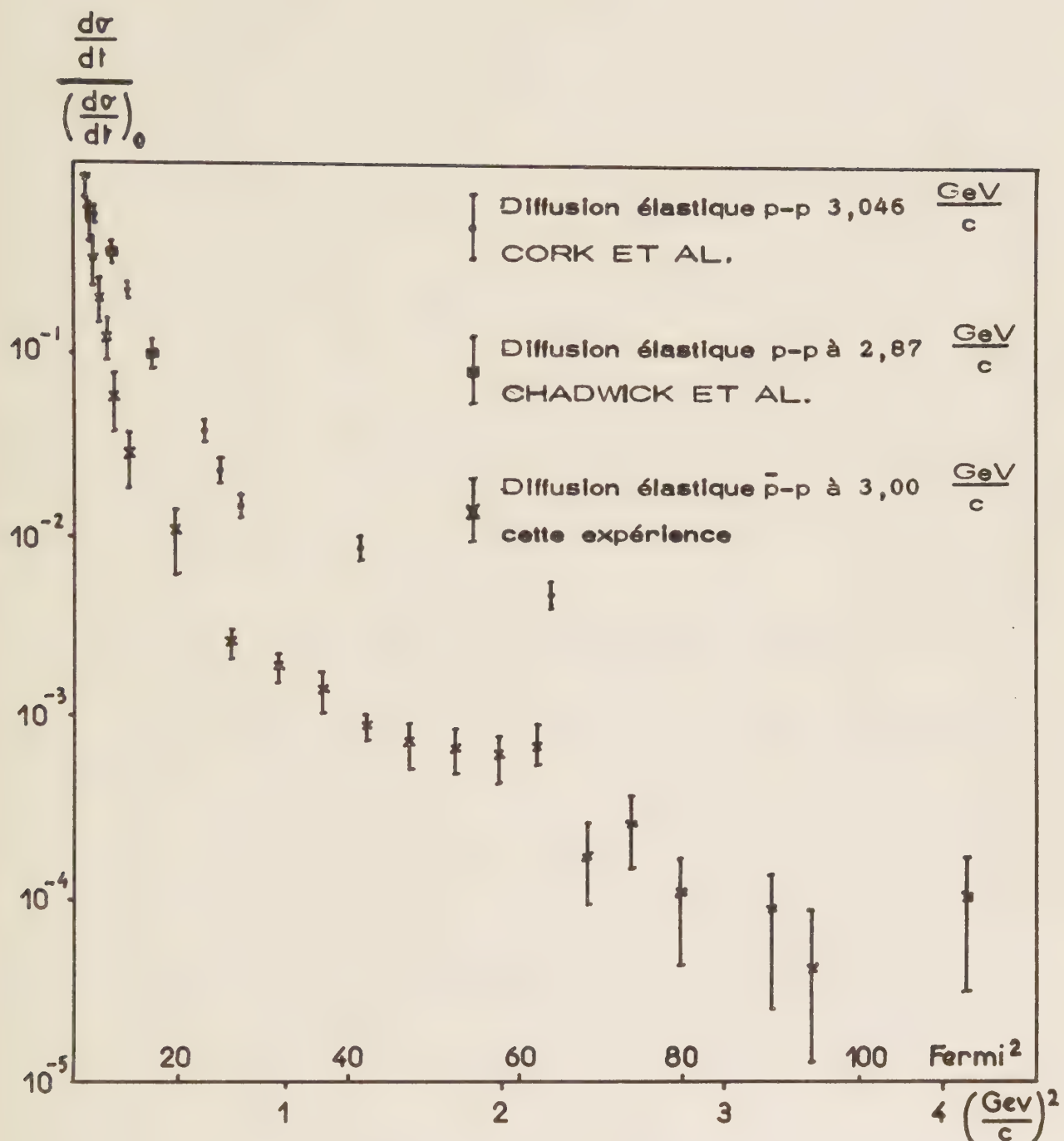
Ce problème des diffusions élastiques a des implications théoriques extrêmement importantes, en particulier pour la question des pôles de Regge. C'est pourquoi un groupe du CERN a examiné les diffusions antiproton - proton à 3 GeV/c par la technique des chambres à bulles (17). D'après leurs résultats, le pic de diffraction paraît plus étroit que pour les protons. Le meilleur moyen de mettre ce fait en évidence est de tracer les courbes de la section efficace différentielle en fonction du carré du moment de transfert :

$$t = - 2\bar{p}^2 (1 - \cos \bar{\theta})$$

où $\bar{\theta}$ et $\bar{p}$ sont respectivement l'angle de diffusion et le moment linéaire dans le système du centre de masse (figure 3).

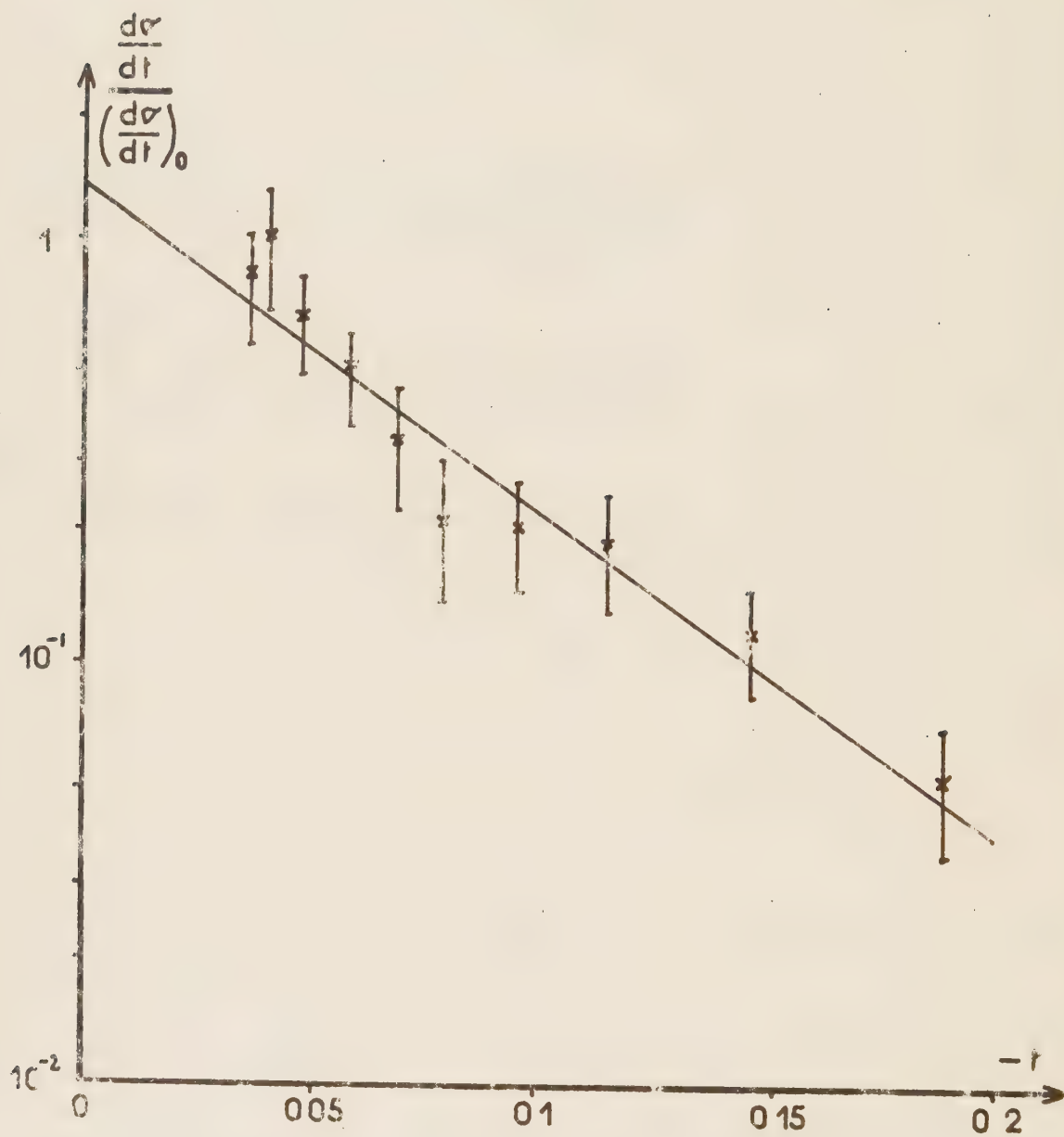
Aux faibles moments de transfert (t inférieur à 0,2), la courbe $\log(\frac{d\sigma}{dt}) = f(t)$ est une droite, mais elle ne passe pas par le point $t = 0$, $\frac{d\sigma}{dt} = (\frac{d\sigma}{dt})_0$ où $(\frac{d\sigma}{dt})_0$ représente la section efficace différentielle calculée par le modèle optique à l'angle zéro, en supposant une amplitude de diffusion purement imaginaire. (figure 4)

La valeur réelle $\frac{d\sigma}{dt}$ pour $t = 0$ serait égale à environ 1,3 $(\frac{d\sigma}{dt})_0$ ce qui semblerait indiquer que l'amplitude de diffusion possède une partie réelle.



$-t$ = carré du moment de transfert

Figure n° 3



→ = carré du moment de transfert

Figure n° 4

C'est sur ce dernier point qu'est basée la partie de notre travail concernant l'étude des diffusions élastiques antiproton-proton. Notre but a été d'atteindre les faibles angles de diffusion (inférieurs à 3° dans le système du laboratoire), inaccessibles par la technique des chambres à bulles. La limite inférieure de repérage et mesures dans l'émulsion est en effet de l'ordre de 1° .

II - SELECTION DES EVENEMENTS

L'étude cinématique des collisions élastiques entre deux particules se trouve dans de nombreux ouvrages (34). Nous avons cependant jugé utile de rassembler ici les différents tests de sélection, et de donner ou compléter les démonstrations utilisées pour les établir.

A - Recherche des formules liant les différents paramètres

1 - Relation entre les angles de diffusion dans le système du laboratoire

Si $p_1 = 3 \text{ GeV}/c$ et $p_2 = 0$ sont les impulsions de l'antiproton incident et du proton au repos dans le système du laboratoire (L), E_1 et E_2 les énergies correspondantes, $\bar{p}_1$ et $\bar{p}_2$ les impulsions dans le système du centre de masse (c), les équations de passage s'écrivent :

$$\begin{cases} \bar{p}_1 = \gamma_c \left(p_1 + \frac{v}{c} \frac{E_1}{c} \right) \\ \bar{p}_2 = \gamma_c \left(p_2 - \frac{v}{c} \frac{E_2}{c} \right) \end{cases}$$

où $\gamma_c = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2}$, v étant la vitesse de translation du système (c) par rapport au système (L).

$$\begin{cases} E_1 = (p_1^2 c^2 + \mu^2)^{1/2} \\ E_2 = m_0 c^2 = \mu \end{cases}$$

Les figures (5) et (6) représentent le choc élastique entre les deux systèmes.

La relation $\bar{p}_1 + \bar{p}_2 = 0$

donne :

$$\frac{v}{c^2} = \frac{p_1}{E_1 + E_2}$$

Des relations entre les deux systèmes, on tire :

$$(1) \quad \begin{cases} \operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\sin \bar{\alpha}}{\gamma_c \left(\cos \bar{\alpha} + \frac{v}{c^2} \frac{\bar{E}'_1}{\bar{p}'_1} \right)} \\ \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\sin \bar{\alpha}}{\gamma_c \left(-\cos \bar{\alpha} + \frac{v}{c^2} \frac{\bar{E}'_1}{\bar{p}'_1} \right)} \end{cases}$$

$$\text{où } E'_1 = E'_2 = (\bar{p}'_1{}^2 + \mu^2)^{1/2}$$

compte tenu de l'égalité des masses du proton et de l'antiproton.

La conservation des impulsions dans le système du laboratoire nous permet d'écrire les relations :

$$(2) \quad E'_1 + E'_2 = \frac{E_1 + E_2}{\gamma_c}$$

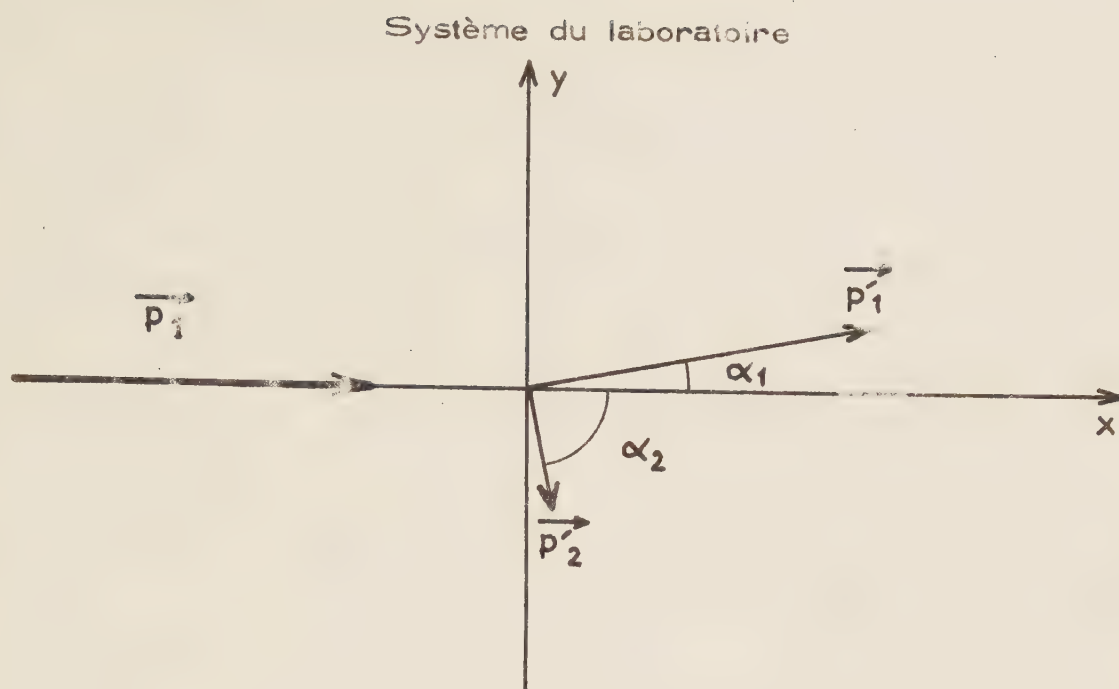


Figure n° 5

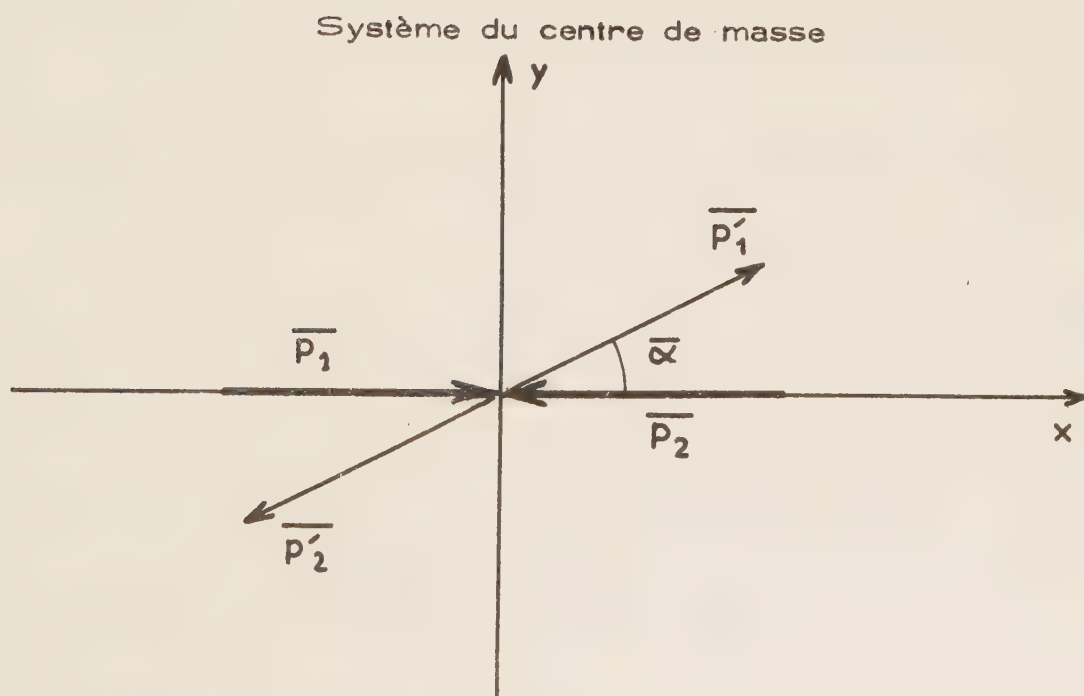


Figure n° 6

d'où

$$(3) \quad \begin{cases} \gamma_c^2 = \frac{E_1 + E_2}{2\mu(E_1 + \mu)} \\ E_1'^2 = \left(\frac{E_1 + E_2}{2\gamma_c} \right)^2 \end{cases}$$

on déduit des relations (2) et (3) la valeur

$$\frac{v}{c}^2 \frac{\overline{E_1'}}{\overline{p_1'}} = 1$$

et le système des relations (1) s'écrit :

$$\begin{cases} \operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\sin \bar{\alpha}}{\gamma_c (\cos \bar{\alpha} + 1)} \\ \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\sin \bar{\alpha}}{\gamma_c (-\cos \bar{\alpha} + 1)} \end{cases}$$

D'où la relation cherchée entre les deux angles de diffusion dans le système du laboratoire :

$$(4) \quad \operatorname{tg} \alpha_1 \cdot \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{1}{\gamma_c^2}$$

Cette relation est symétrique par rapport aux angles α_1 et α_2 . En effet, les particules $\bar{p}$ et p ayant la même masse et la même charge en valeur absolue, il nous est impossible d'identifier les particules émises par la seule cinématique.

Dans la suite des calculs, ainsi que dans les mesures, nous conviendrons d'appeler α_1 , le plus petit angle. Il est aisé de voir que si $\alpha_1 = 0$,

$$\alpha_2 = 90^\circ.$$

Cherchons maintenant les valeurs maxima que peuvent prendre les angles α_1 et α_2 , quand α_1 croît à partir de 0° , tandis qu' α_2 décroît à partir de 90° .

Le calcul d'extrémum conduit aux solutions :

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{(\operatorname{tg}^2 \alpha_2 + 1) \pm (\operatorname{tg}^2 \alpha_2 - 1)}{2 \operatorname{tg} \alpha_2}$$

La première solution s'écrit :

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha_2}$$

Elle est incompatible avec la relation (4)

La deuxième solution donne :

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \operatorname{tg} \alpha_2$$

D'où :

$$(5) \quad \operatorname{tg} \alpha_1 = \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{1}{\gamma_c}$$

2 - Recherche d'une relation entre les impulsions

La conservation des impulsions dans le système du laboratoire permet d'écrire immédiatement :

$$(6) \quad \begin{cases} p'_1 = \frac{p_1 \sin \alpha_2}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)} \\ p'_2 = \frac{p_1 \sin \alpha_1}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)} \end{cases}$$

Les valeurs des énergies sont données par :

$$\begin{cases} E'_1 = [p'^2_1 + (m_0 c^2)^2]^{1/2} \\ E'_2 = [p'^2_2 + (m_0 c^2)^2]^{1/2} \end{cases}$$

et les énergies cinétiques par :

$$(7) \quad \begin{cases} T'_1 = E'_1 - m_0 c^2 \\ T'_2 = E'_2 - m_0 c^2 \end{cases}$$

3 - Recherche d'une formule donnant l'angle de coplanarité

La conservation des impulsions dans le système du laboratoire entraîne que les trois directions des particules incidentes et diffusées, sont dans un même plan.

Duke et al. (34) utilisent la formule suivante, donnant l'angle de coplanarité ϕ , c'est à dire l'angle que fait la direction de la particule incidente avec le plan des 2 particules diffusées :

$$(8) \quad \sin \phi = \frac{\cos \delta_0 \cos \delta_1 \cos \delta_2}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)} \left[\operatorname{tg} \delta_2 \sin \theta_1 - \operatorname{tg} \delta_1 \sin \theta_2 + \operatorname{tg} \delta_0 \sin (\theta_2 - \theta_1) \right]$$

en notant δ_0 , δ_1 et δ_2 les angles des trois traces avec le plan horizontal, θ_1 et θ_2 les angles en projection horizontale de la particule incidente avec les deux particules diffusées (figure 7).

Comme ci-dessus, α_1 et α_2 représentent les angles dans l'espace des particules incidente et diffusées.

Nous avons rétabli cette formule. Soit un système d'axes rectangulaires, tel que la projection de la direction incidente D_0 sur le plan horizon-

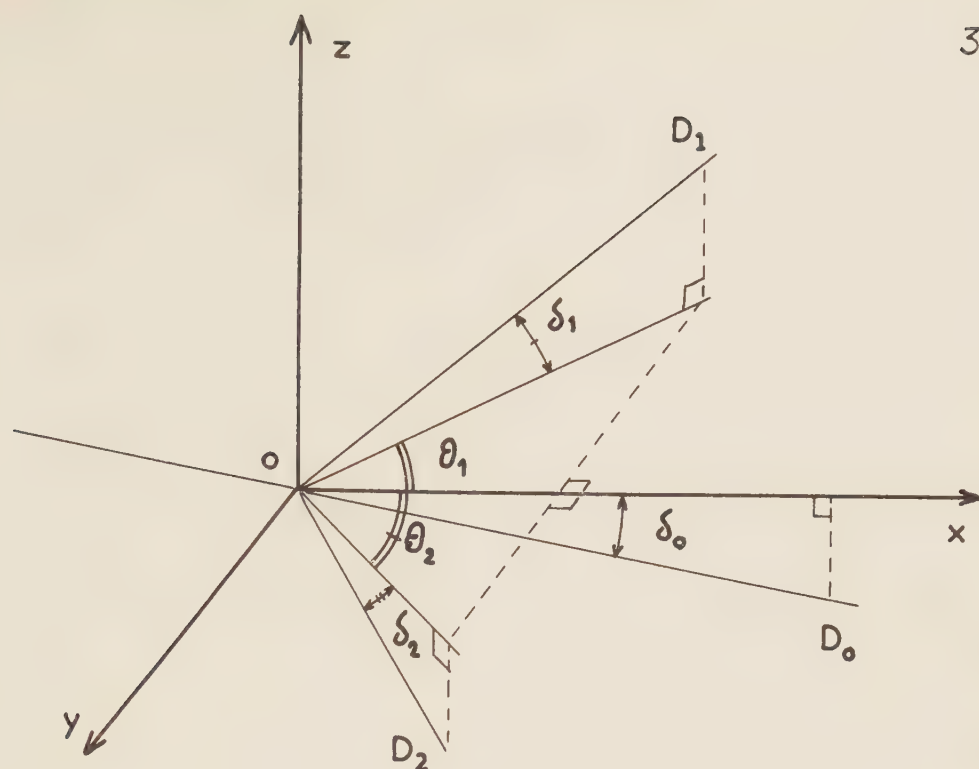


Figure n° 7

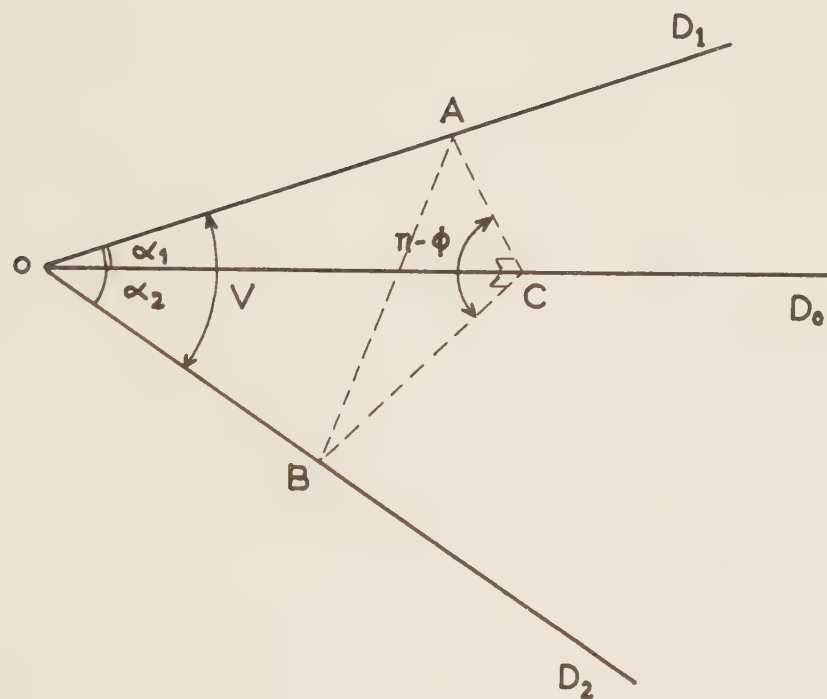


Figure n° 8

tal xoy soit confondue avec l'axe Ox ($\theta_0 = 0$)

Nous notons $\vec{u}_0, \vec{u}_1, \vec{u}_2$ les cosinus directeurs des trois droites :

$$\vec{u}_0 \begin{vmatrix} \cos \delta_0 \\ 0 \\ \sin \delta_0 \end{vmatrix} \quad \vec{u}_1 \begin{vmatrix} \cos \theta_1 \cos \delta_1 \\ \sin \theta_1 \cos \delta_1 \\ \sin \delta_1 \end{vmatrix} \quad \vec{u}_2 \begin{vmatrix} \cos \theta_2 \cos \delta_2 \\ \sin \theta_2 \cos \delta_2 \\ \sin \delta_2 \end{vmatrix}$$

Une perpendiculaire au plan des droites D_1 et D_2 faisant entre elles l'angle V est donnée par :

$$\vec{R} = \vec{u}_1 \times \vec{u}_2 = \vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2 \sin V$$

Le calcul du produit scalaire :

$$\vec{R} \cdot \vec{u}_0 = - \vec{u}_0 \cdot \vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2 \sin \phi \sin V$$

où ϕ est le complément de l'angle $(\vec{u}_0, \vec{R})$, permet d'évaluer $\sin \phi$:

$$\sin \phi \sin V = \cos \delta_0 \cos \delta_1 \cos \delta_2 \left[\operatorname{tg} \delta_2 \sin \theta_1 - \operatorname{tg} \delta_1 \sin \theta_2 \right. \\ \left. + \operatorname{tg} \delta_0 \sin (\theta_2 - \theta_1) \right]$$

Si l'angle ϕ est faible, on peut écrire :

$$V \simeq \alpha_1 + \alpha_2$$

d'où la formule (8) qui n'est donc qu'une approximation.

Etude de l'approximation $V \simeq \alpha_1 + \alpha_2$

On démontre géométriquement (figure 8) la formule suivante :

$$\cos V = \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 - \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \cos \phi$$

La valeur $\phi = 0$ entraîne bien $V = \alpha_1 + \alpha_2$

Cherchons jusqu'à quelles valeurs de ϕ l'approximation est valable.

Soit $\Delta \phi$ une variation de ϕ autour de la valeur $\phi = 0$; V devient peu différent de $\alpha_1 + \alpha_2 = \Delta V$ avec :

$$(9) \quad \Delta V \approx \frac{\sin \alpha'_1 \sin \alpha'_2 \sin \phi}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)} \Delta \phi$$

$\Delta \phi$ étant donné, le ΔV correspondant sera maximum si

$$\frac{\sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \sin \phi}{\sin (\alpha_1 + \alpha_2)} \text{ est maximum.}$$

Compte tenu de la relation (4), ce maximum s'obtient pour $\text{tg } \alpha_1 = \text{tg } \alpha_2$.

En toute rigueur, la formule (8) s'écrit :

$$\sin \phi = \frac{\cos \delta_0 \cos \delta_1 \cos \delta_2}{\sin V} \left[\text{tg } \delta_2 \sin \theta_1 - \text{tg } \delta_1 \sin \theta_2 + \text{tg } \delta_0 \sin (\theta_2 - \theta_1) \right]$$

où V se déduit de la formule (9).

4 - Calcul des angles α_1 et α_2

Les angles α_1 et α_2 sont calculés à partir des mesures expérimentales des angles δ_0 , θ_1 , δ_1 , θ_2 et δ_2 par les formules suivantes :

$$\begin{cases} \vec{u}_0 \cdot \vec{u}_1 = \cos \alpha_1 = \cos \delta_0 \cos \theta_1 \cos \delta_1 + \sin \delta_0 \sin \delta_1 & \text{de même} \\ \cos \alpha_2 = \cos \delta_0 \cos \theta_2 \cos \delta_2 + \sin \delta_0 \sin \delta_2 \end{cases}$$

Nous adoptons la convention suivante (figure 7) :

δ_0 , δ_1 , δ_2 sont comptés positivement si les 1/2 droites correspondantes

$0D_0$, $0D_1$ et $0D_2$ sont situées dans la portion d'espace $0x, 0z \geq 0$ et négativement dans le cas contraire.

Les angles θ_1 et θ_2 sont positifs si les projections des demi-droites $0D_1$ et $0D_2$ sur le plan horizontal $x0y$ sont dans le quadrant $0x, 0y \geq 0$.

Si θ_1 est positif, θ_2 est d'ailleurs négatif et inversement.

B - Application au cas des antiprotons de moment 3 GeV/c

1 - La formule (4) s'écrit :

$$\boxed{\operatorname{tg} \alpha_1 \cdot \operatorname{tg} \alpha_2 = 0,46}$$

D'où les angles donnés par la formule (5) :

$$\alpha_1 = \alpha_2 = 34^\circ 8'$$

C'est donc la valeur maxima possible pour l'angle α_1 , et minima pour l'angle α_2 .

2 - Le calcul des relations (7) s'effectue à partir de :

$$p_1 = 3 \text{ GeV}/c$$

$$m_0 c^2 = 0,93823 \text{ GeV}$$

3 - La valeur maxima de la correction ΔV , atteinte pour

$\alpha_1 = \alpha_2 = 34^\circ 8'$ est égale à :

$$\Delta V = 0,323 \sin \phi \cdot \Delta \phi$$

Si on s'écarte de la valeur $\phi = 0$, la variation de V par rapport à l'angle initial $V = \alpha_1 + \alpha_2$ est donnée par le tableau suivant :

ϕ	1°	2°	3°	4°
ΔV	$20'',3$	$1' 20''$	$3'$	$5' 20''$

ΔV est donc négligeable pour tous les angles ϕ ne correspondant pas à une absence de coplanarité évidente.

C - Méthodes expérimentales

Les mesures angulaires ont été effectuées d'après les méthodes suivantes :

1 - Dans le plan horizontal, par lectures goniométriques et, dans le cas de traces faisant un angle faible avec la trace incidente, par mesure de la tangente.

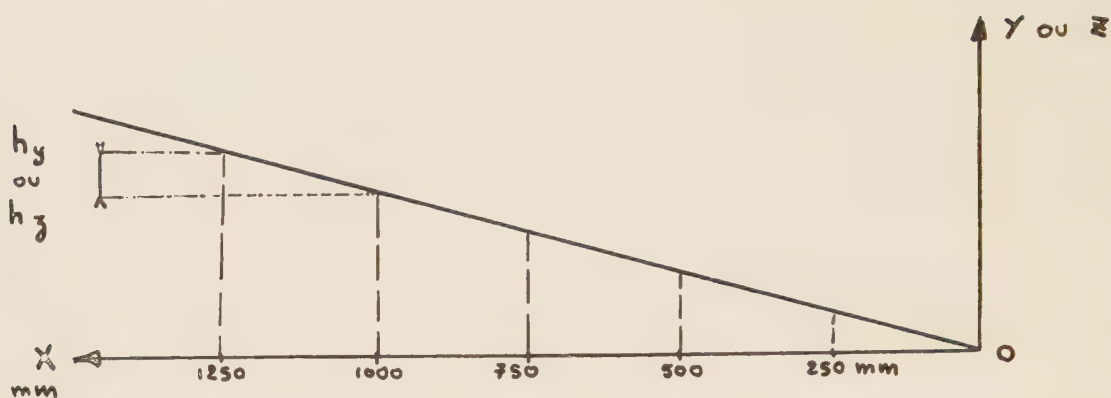
2 - Dans le plan vertical, par mesure de la tangente.

a) Mesures effectuées sur les traces D_0 et D_1 par la méthode de la tangente.

Le principe est celui de la méthode de diffusion (cf. Thèse de B. Tinland). On utilise un monoculaire à réticule en croix et vis micrométrique permettant la mesure de faibles déplacements dans la direction y perpendiculaire au mouvement dit " en x " de l'objectif.

Les déterminations se font suivant des méthodes analogues pour les projections verticale et horizontale : en premier lieu on réalise aussi exactement que possible l'alignement de la trace incidente D_0 avec le réticule parallèle au déplacement en x . Les coordonnées y et z de D_0 sont notées de cellule en cellule, sur une longueur d'environ 2 mm. de trace précédant l'évènement.

Les mêmes mesures sont ensuite réalisées pour la trace D_1 , sur une longueur égale.



La coordonnée z est mesurée à partir du fond, qui est alors pris comme plan horizontal de référence. Les valeurs moyennes des différences de coordonnées permettent l'obtention des longueurs h_y et h_z pour les deux traces, d'où les angles θ et δ :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{h_y \cdot u}{250}$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{h_z \cdot c}{[h_y^2 + (250)^2]^{1/2}}$$

u étant la valeur en μm d'une unité micrométrique, et c le facteur de contraction de l'émulsion.

b) Mesures sur la trace D_2 de particule lente.

Cette trace nécessite l'emploi du goniomètre pour l'angle θ_2 , car l'expérience a prouvé que la méthode des tangentes n'était pas applicable avec une précision suffisante pour les grands angles.

La détermination de l'angle δ_2 se fait comme celle de δ_1 , mais les caractéristiques d'enfoncement des traces et de diffusion multiple obligent à utiliser des cellules relativement courtes (de 25 à 100 μm) et entraînent des erreurs plus élevées.

D - Evaluation des erreurs

1 - La dispersion du faisceau introduit une incertitude de 5 % sur la

valeur du moment linéaire 3 GeV/c. L'erreur sur la détermination de γ_c nous permet d'écrire la formule (4) :

$$\boxed{\operatorname{tg} \alpha_1 \cdot \operatorname{tg} \alpha_2 = 0,46 \pm 0,0162}$$

2 - Le calcul des erreurs commises dans l'évaluation des angles par la méthode des tangentes s'effectue à partir des moyennes Δh_y et Δh_z des écarts par rapport aux valeurs h_y et h_z .

On a évalué la déviation moyenne D_m due à la diffusion multiple pour les traces rapides de moment légèrement inférieur ou égal à 3 GeV/c, déviation qui sera prise comme limite inférieure de l'erreur commise sur h_y ou h_z . Pour des cellules de 250 μm , en tenant compte d'un bruit de fond approximativement égal à la déviation théorique, D_m a pour valeur 0,09 μm .

Compte tenu des incertitudes sur l'unité de graduation micrométrique u et sur le coefficient de contraction c , les erreurs $\Delta \theta$ et $\Delta \delta$ s'évaluent ainsi pour les traces D_0 et D_1 :

$$\Delta \theta = \sin \theta \cos \theta \left[\frac{\Delta h_y}{h_y} + \frac{\Delta u}{u} \right]$$

$$\Delta \delta = \sin \delta \cos \delta \left[\frac{\Delta h_z}{h_z} + \frac{\Delta c}{c} \right]$$

L'erreur sur la longueur de cellule, qui est très faible a été négligée.

Une méthode empirique a été utilisée pour évaluer l'incertitude sur l'angle θ_2 par la méthode goniométrique. On a réalisé un certain nombre de mesures, et l'écart moyen a été choisi comme erreur $\Delta \theta_2$.

La valeur $\Delta \theta_2$, assez élevée par suite de la profondeur de la trace et de sa diffusion, est souvent supérieure à 15'.

Les erreurs $\Delta \alpha_1$ et $\Delta \alpha_2$ commises dans la détermination des angles α_1 et α_2 s'évaluent ainsi :

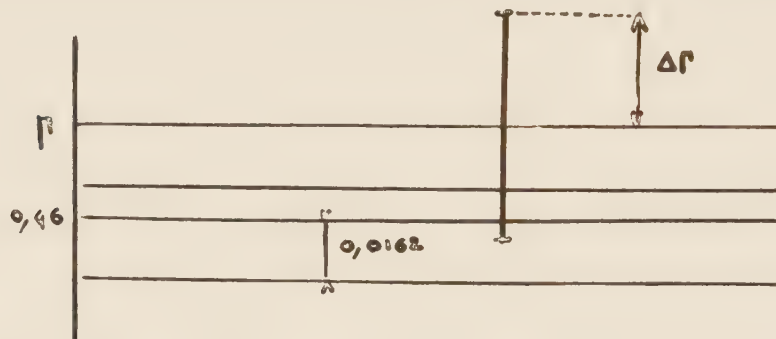
$$\Delta \alpha \sin \alpha = \Delta \delta_0 [\cos \delta_0 \sin \delta - \sin \delta_0 \cos \theta \cos \delta] + \dots$$

$$\dots \Delta \delta [\sin \delta_0 \cos \delta - \cos \delta_0 \cos \theta \sin \delta] + [\Delta \theta + \Delta \theta_0] \cos \delta_0 \cos \delta \sin \theta$$

3 - Le produit $\operatorname{tg} \alpha_1 \cdot \operatorname{tg} \alpha_2 = \Gamma$ est déterminé à partir des angles expérimentaux avec une erreur :

$$\Delta \Gamma = \frac{\Delta \alpha_1}{\cos^2 \alpha_1} \operatorname{tg} \alpha_2 + \frac{\Delta \alpha_2}{\cos^2 \alpha_2} \operatorname{tg} \alpha_1$$

Un évènement susceptible de convenir peut répondre au schéma suivant :

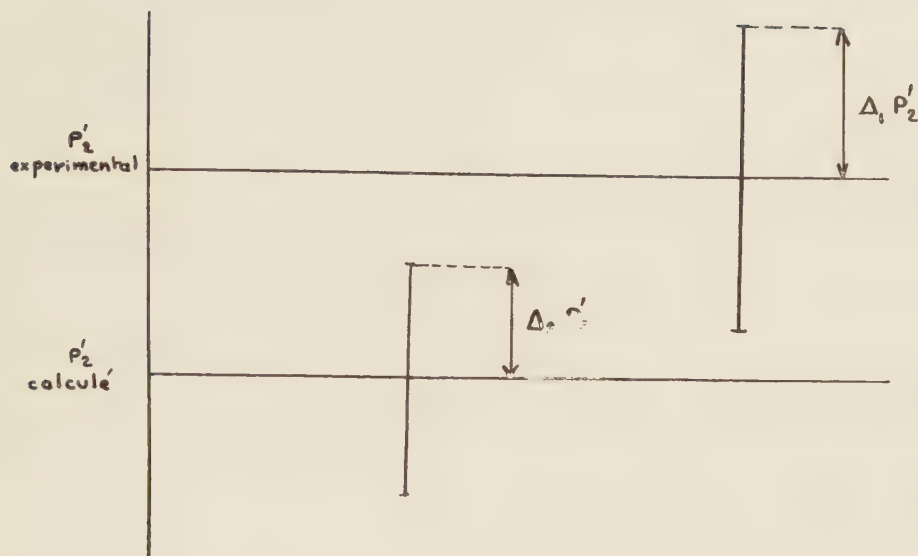


4 - Le moment p'_2 est évalué d'une part expérimentalement d'après la longueur de la particule 2, d'autre part grâce à la formule (6).

Si $\Delta_{p'_2}$ représente l'erreur commise dans la méthode de mesure de longueur, et si :

$$\frac{\Delta_{p'_2}}{p'_2} = \frac{\Delta p_1}{p_1} + \Delta \alpha_1 \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha_1} - \frac{1}{\operatorname{tg} (\alpha_1 + \alpha_2)} \right) + \frac{\Delta \alpha_2}{\operatorname{tg} (\alpha_1 + \alpha_2)}$$

est l'erreur relative calculée à partir de la formule (6), un évènement convenable correspond par exemple au schéma :



5 - L'erreur $\Delta \phi$ pour le test de la coplanarité est donnée par la formule suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta \phi}{\phi} &= \left| \frac{1}{p} \left[\operatorname{tg} \delta_2 \cos \theta_1 - \operatorname{tg} \delta_0 \cos (\theta_2 - \theta_1) \right] - \frac{E}{\operatorname{tg} (\alpha'_1 + \alpha'_2)} \right| \Delta \theta_1 \\ &+ \left| \frac{E}{\operatorname{tg} (\alpha'_1 + \alpha'_2)} \right| \Delta \theta_0 + \left| \frac{1}{p} \left[\operatorname{tg} \delta_0 \cos (\theta_2 - \theta_1) - \operatorname{tg} \delta_1 \cos \theta_2 \right] - \frac{H}{\operatorname{tg} (\alpha'_1 + \alpha'_2)} \right| \Delta \theta_2 \\ &+ \left| \frac{\sin (\theta_2 - \theta_1)}{p \cos^2 \delta_0} + \frac{(F + C)}{\operatorname{tg} (\alpha'_1 + \alpha'_2)} - \operatorname{tg} \delta_0 \right| \Delta \delta_0 \\ &+ \left| - \frac{\sin \theta_2}{p \cos^2 \delta_1} + \operatorname{tg} \delta_1 + \frac{D}{\operatorname{tg} (\alpha'_1 + \alpha'_2)} \right| \Delta \delta_1 \dots \dots \dots \end{aligned}$$

$$+ \left| \frac{\sin \theta_1}{p \cos^2 \delta_2} + \operatorname{tg} \delta_2 + \frac{G}{\operatorname{tg} (\alpha'_1 + \alpha_2)} \right| \Delta \delta_2$$

avec

$$p = \operatorname{tg} \delta_2 \sin \theta_1 - \operatorname{tg} \delta_1 \sin \theta_2 + \operatorname{tg} \delta_0 \sin (\theta_2 - \theta_1)$$

$$C = \cos \delta_0 \sin \delta_1 - \sin \delta_0 \cos \theta_1 \cos \delta_1$$

$$D = \sin \delta_0 \cos \delta_1 - \cos \delta_0 \cos \theta_1 \sin \delta_1$$

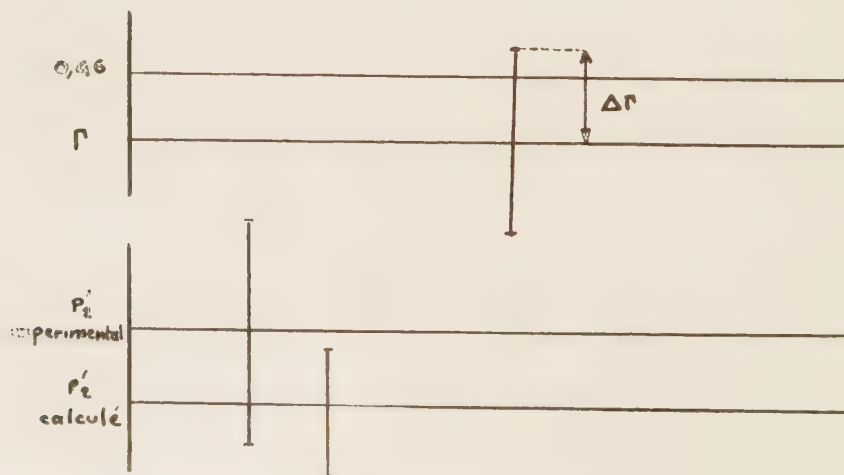
$$E = \cos \delta_0 \sin \theta_1 \cos \delta_1$$

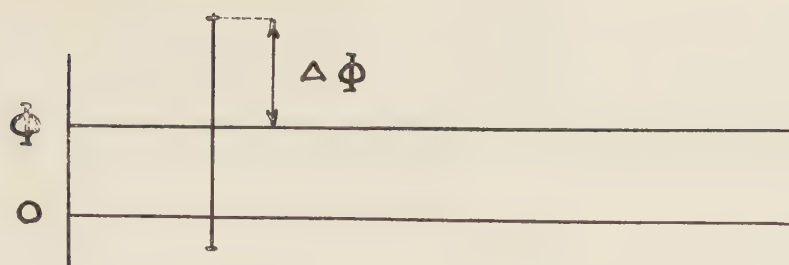
$$F = \cos \delta_0 \sin \delta_2 - \sin \delta_0 \cos \theta_2 \cos \delta_2$$

$$G = \sin \delta_0 \cos \delta_2 - \cos \delta_0 \cos \theta_2 \sin \delta_2$$

$$H = \cos \delta_0 \sin \theta_2 \cos \delta_2$$

Un évènement sera finalement jugé compatible s'il répond aux trois schémas suivants :





III - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Une première sélection parmi les 1115 évènements relevés à Lyon, correspondant à une longueur de 339 mètres, a permis de retenir grossièrement une trentaine d'évènements pouvant être des diffusions élastiques antiproton - proton.

Les méthodes de mesures exposées précédemment ont été ensuite soigneusement appliquées.

Les calculs permettant l'identification du type d'évènement cherché ont été effectués sur une machine IBM 1620, avec un programme FORTRAN. Enfin, l'application des tests a permis de garder définitivement 15 évènements qui sont des diffusions élastiques antiproton - proton.

Le tableau I donne les principaux résultats obtenus pour les différentes mesures. La figure (9) résume l'application des différents tests aux 15 évènements, et nous permet d'affirmer que ces interactions sont des diffusions élastiques antiproton - proton.

Les laboratoires de Clermont-Ferrand (M.V. Perez) et de Caen ont bien voulu nous communiquer les résultats de leurs mesures, qui leur ont permis de sélectionner 13 évènements pour une longueur de 245 m.

α_2	1°34'	1°34'	6°37'	4°39'	4°37'	6°18'	5°19'	4°16'	5°3'
α_1			9°54'	7°22'	6°47'	2°34'			

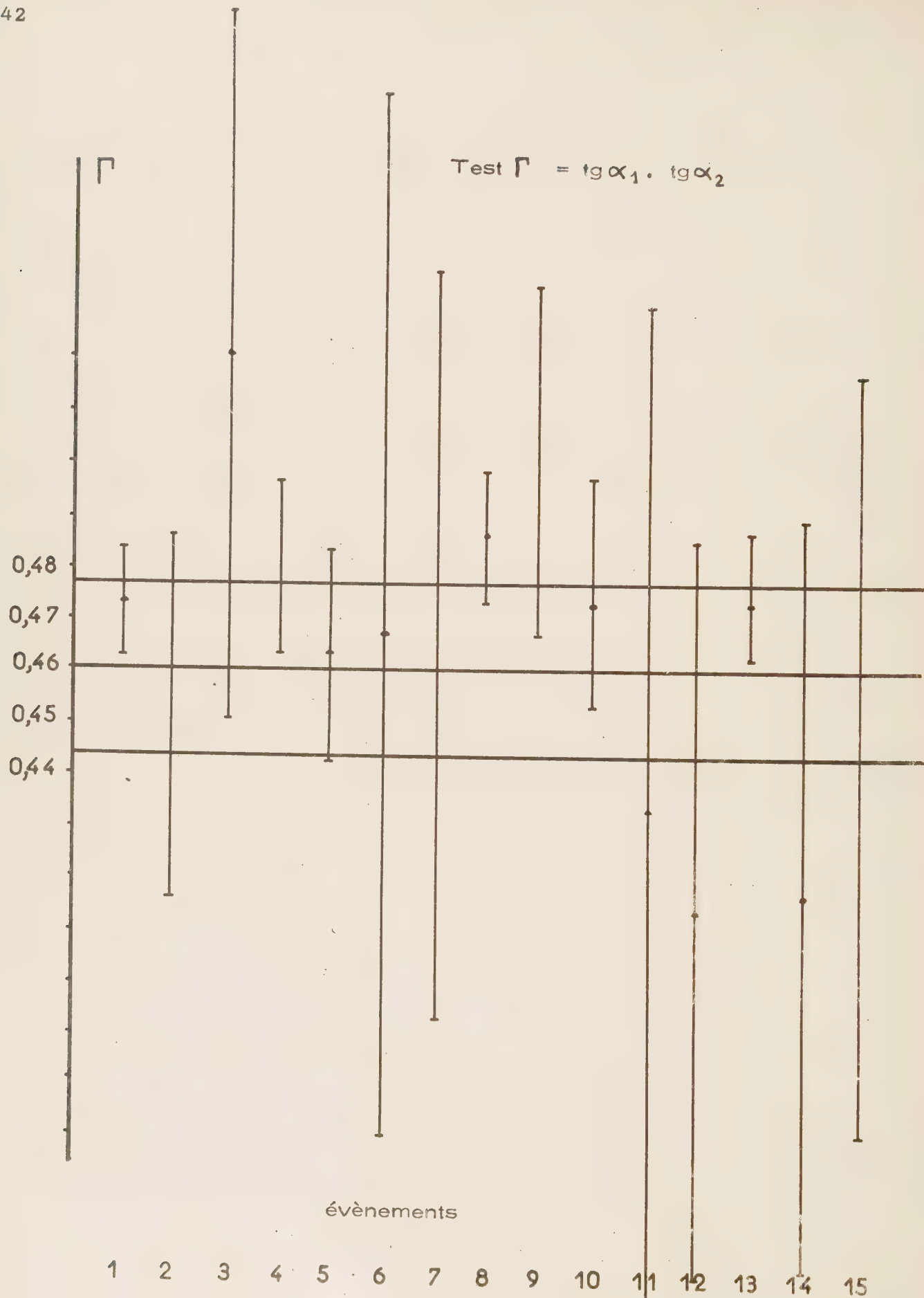


Figure n° 9a

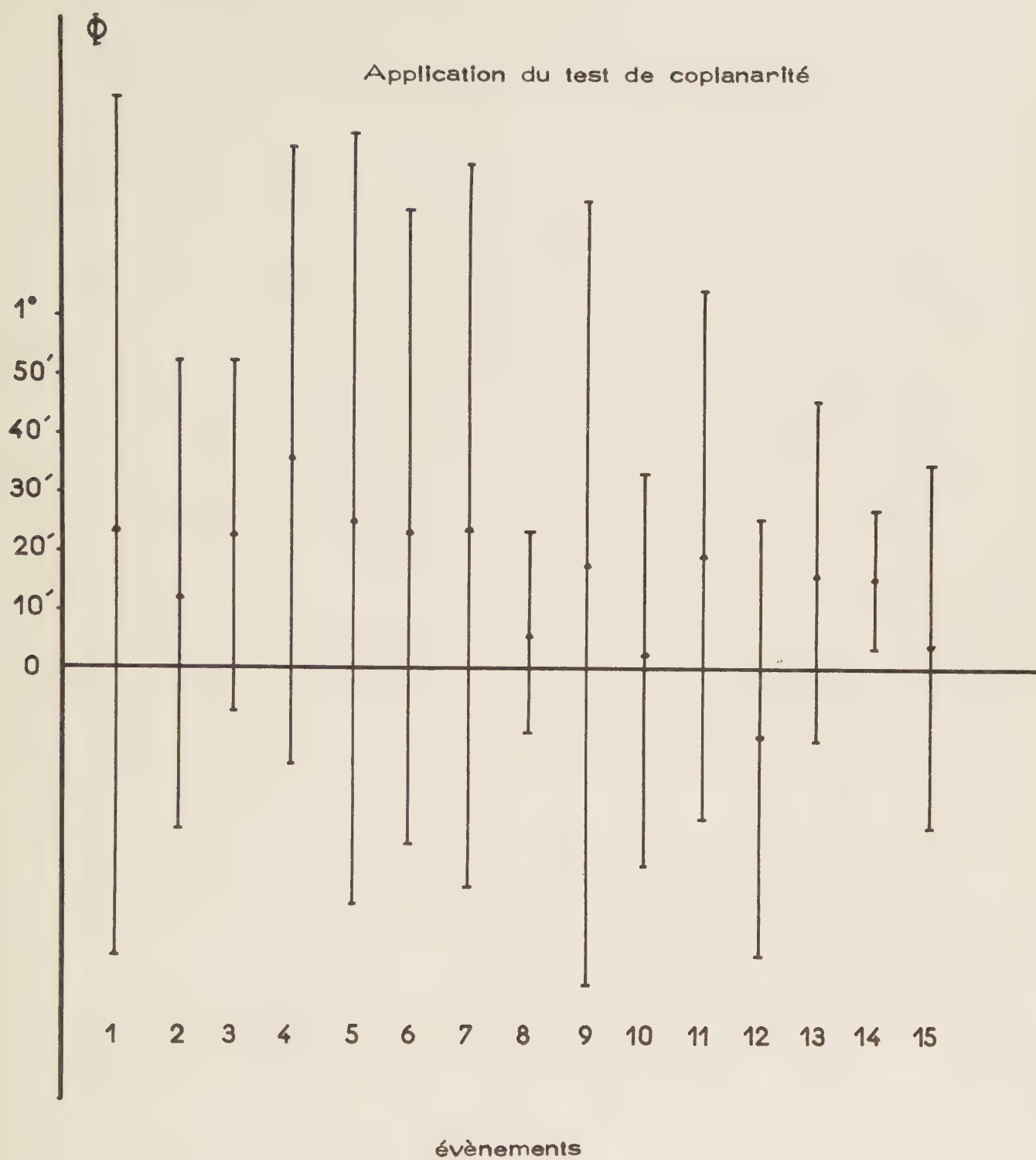


Figure n° 9 b

TABLEAU I

α_1	α_2	ϕ	P_1' (MeV/c)	T_1' (MeV)	P_2' calculé (MeV/c)	T_2' calc. (MeV)	T_2' mesuré (MeV)	R (normé) (m m)	ρ
$3^\circ 11' + 30'$	$83^\circ 18' + 28'$	$20' + 1^\circ 2'$	2985,1	2191	167+35	$14,76 \pm 6,1$	$14,3 \pm 0,5$	1,05	$0,474 \pm 0,011$
$4^\circ 22' + 11'$	$80^\circ 22' + 22'$	$12' + 41'$	2970,1	2176,1	230+21	$27,79 \pm 5$	$28,7 \pm 1,3$	3,5	$0,45 \pm 0,036$
$4^\circ 50' + 19'$	$80^\circ 47' + 36'$	$23' + 31'$	2969,9	2176,4	253+29	$33,58 \pm 7,5$	$30 \pm 3,1$	3,8	$0,52 \pm 0,07$
$4^\circ 53' + 1^\circ 5'$	$79^\circ 55' + 1^\circ 25'$	$37' + 52'$	2965,9	2172,5	$256,5 \pm 71$	$34,44 \pm 12,7$	$34,5 \pm 2,4$	4,85	$0,48 \pm 0,018$
$5^\circ 4' + 37'$	$86^\circ 4' + 29'$	$26' + 1^\circ 6'$	2994,9	2200,2	95+37	$4,88 \pm 3,7$	$3,9 \pm 0,4$	0,117	$0,46 \pm 0,0214$
$5^\circ 47' + 35'$	$79^\circ 51' + 50'$	$24' + 55'$	2965,9	2172,6	$251,7 \pm 43,8$	$33,17 \pm 11,2$	> 28 MeV	$> 3,3$	$0,468 \pm 0,0967$
$5^\circ 12' + 18'$	$83^\circ 4' + 23'$	$25' + 1^\circ 2'$	2984,3	2190,2	$167,8 \pm 24$	$14,89 \pm 4,2$	$15,6 \pm 0,9$	1,2	$0,46 \pm 0,07$
$5^\circ 34' + 29'$	$84^\circ 42' + 31'$	$6' + 17'$	2990,5	2196,1	$134,5 \pm 32,5$	$9,59 \pm 4,6$	$9,6 \pm 0,3$	0,59	$0,483 \pm 0,014$
$5^\circ 59' + 19'$	$78^\circ 13' + 10'$	$4' + 59'$	2951,8	2159,1	$314,78 \pm 32,4$	$51,4 \pm 10,3$	$52,4 \pm 0,4$	10,05	$0,503 \pm 0,034$
$6^\circ 38' + 5'$	$80^\circ 18' + 16'$	$2' + 35'$	2968,7	2175,2	$243,6 \pm 17$	$31,12 \pm 4,27$	30 ± 1	3,8	$0,475 \pm 0,022$
$6^\circ 44' + 8'$	$81^\circ 21' + 1^\circ 39'$	$1^\circ 6' + 1^\circ 32'$	2976,8	2182,9	$196,4 \pm 17,3$	$20,34 \pm 3,54$	> 19 MeV	$> 1,7$	$0,43 \pm 0,10$
$6^\circ 39' + 27'$	$74^\circ 18' + 1^\circ 29'$	$27' + 1^\circ 18'$	2924,5	2133,08	$351,45 \pm 42$	$63,67 \pm 14,7$	$63,5 \pm 1,1$	10,54	$0,414 \pm 0,069$
$32' \pm 58'$	$78^\circ 42' + 12'$	$17' + 30'$	2955,6	2072	$290,5 \pm 65$	$43,95 \pm 19,2$	> 22 MeV	> 2 mm	$0,474 \pm 0,0134$
$22' + 37'$	$77^\circ 19' + 40'$	$16' + 1^\circ 2'$	2950,8	2158,2	$282,6 \pm 47$	$41,64 \pm 13,5$	$38,8 \pm 1$	6	$0,417 \pm 0,071$
$3' + 30'$	$78^\circ 44' + 41'$	$6' + 33'$	2959,5	2166,5	266+40	$36,92 \pm 10,9$	$34,7 \pm 0,5$	4,85	$0,44 \pm 0,072$

Ces résultats expérimentaux ne sont vraisemblablement pas utilisables tels quels. En effet, les événements dont l'angle de diffusion en projection horizontale θ est inférieur à environ 1 degré n'ont pas été repérés avec une efficacité de cent pour cent. Nous avons admis que le rendement était égal à 1 pour les angles $\theta > 30'$ et nul pour les angles $\theta < 30'$. Une correction géométrique, dont le principe est exposé dans l'appendice, a été appliquée. Ce sont les résultats ainsi corrigés qui sont considérés dans la suite.

Nous sommes en mesure de tirer des conclusions de deux types :

A - Section efficace de diffusion élastique antiproton - proton.

28 événements du type cherché (32,8 après la correction géométrique) ont été identifiés sur une longueur de traces de 584 mètres. La longueur d'antiprotons est de (506 ± 5) mètres et le libre parcours égal à 15,427 mètres.

Compte tenu de la proportion d'hydrogène libre dans l'émulsion, la section efficace élastique antiproton - proton a pour valeur : $(20,16 \pm 3,74)$ mb. Nous pouvons comparer cette valeur à la section efficace élastique obtenue par le groupe de Morrisson à l'aide de l'examen des clichés de chambres à bulles sur le même faisceau (17).

$$\sigma_{\text{élas}} (\text{chambres à bulles}) = (21,2 \pm 1,0) \text{ mb.}$$

B - Distribution angulaire des diffusions élastiques

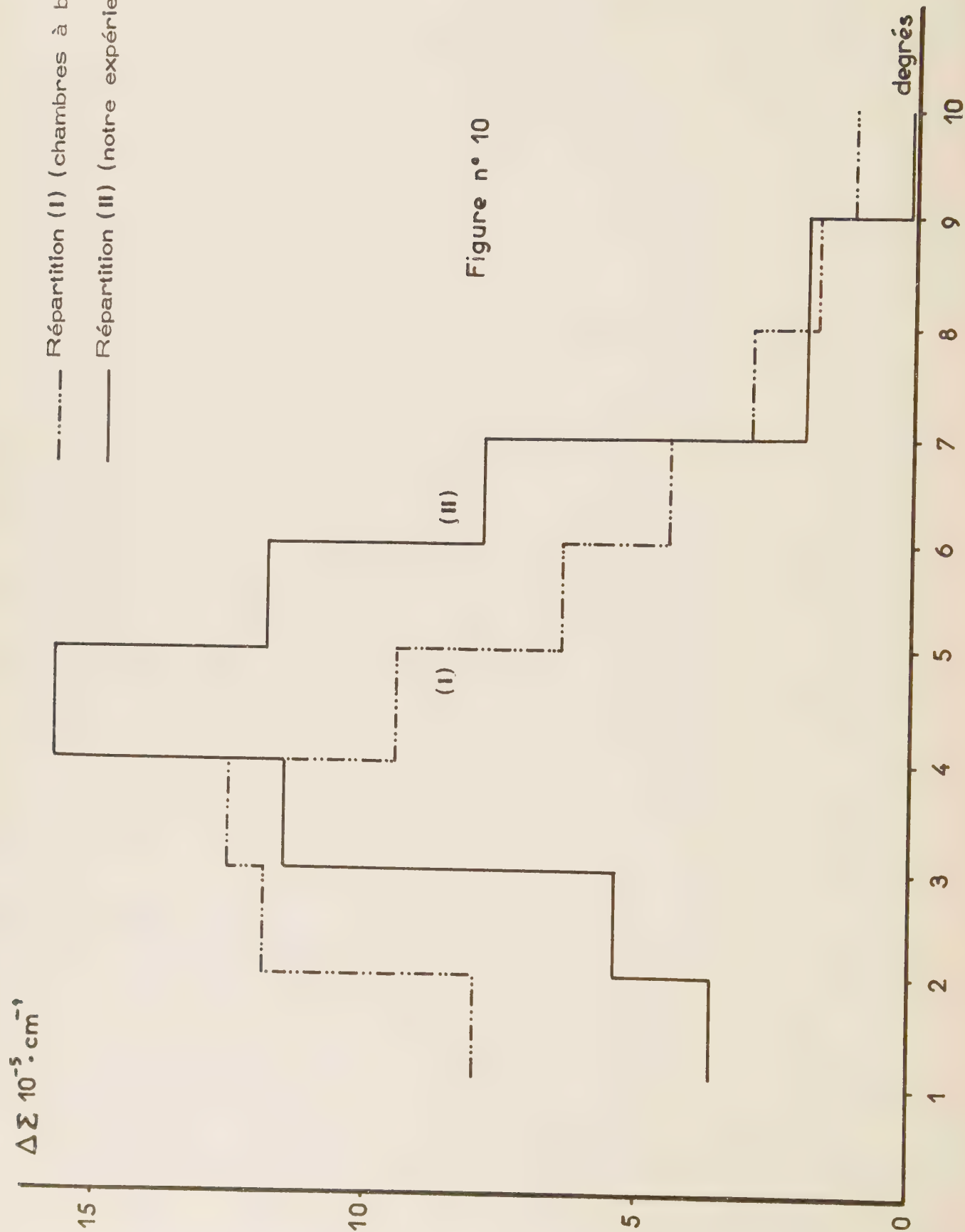
Nous avons porté sur une même figure (figure 10).

1°) les répartitions (I) des nombres de diffusion en fonction de l'angle α_1 obtenues par le groupe des chambres à bulles, à partir des courbes

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right) / \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_0 = f(-t)$$

2°) les mêmes répartitions (II) obtenues par nos mesures.

Les répartitions (I) ne sont pas les résultats bruts, mais les résultats ajus-



tés à la loi $\log\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) = At + B$. Les données obtenues par les chambres à bulles à 3 GeV/c ne sont pas en parfait accord avec cette loi, mais les résultats concernant le moment de 3,6 GeV/c le sont.

Pour cette raison, l'emploi des résultats ajustés nous a paru préférable à celui des résultats bruts (qui d'ailleurs ne donnent aucun résultat valable pour les angles inférieurs à 4° dans le système du laboratoire).

La comparaison des répartitions (I) et (II) conduit aux observations suivantes :

1° - Pour les angles $\alpha_1 > 4^\circ$, la section efficace macroscopique que nous obtenons est très supérieure à la section efficace macroscopique ajustée à partir des résultats des chambres à bulles.

Ces sections efficaces sont données par :

$$\int_{\alpha_1 = 4^\circ}^{\alpha_1 = 8^\circ} \frac{d\Sigma}{d\Omega} d\Omega = \begin{cases} 22,62 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} & \text{pour les chambres à bulles} \\ 39 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-1} & \text{pour nos résultats} \end{cases}$$

2° - Dans le domaine $1^\circ < \alpha_1 < 4^\circ$ nous obtenons nettement moins d'évènements que n'en prévoit l'extrapolation de la droite $\log\left(\frac{d\sigma}{dt}\right) = At + B$ vers les petits angles.

3° - Les rapports du nombre de diffusions d'angle $1^\circ < \alpha_1 < 4^\circ$ au nombre de diffusions d'angle $1^\circ < \alpha_1 < 8^\circ$ sont :

$$0,59 \quad (I)$$

$$0,35 \quad (II)$$

Les statistiques sont actuellement tout à fait insuffisantes pour permettre de conclure de façon certaine. Notons cependant :

a) qu'il n'est pas exclu que dans l'exploration des clichés de chambres à bulles il ne se soit pas produit une perte sur les diffusions d'angle compris entre 4° et 8° supérieure à celle annoncée par les auteurs. Au contraire, il paraîtrait étonnant, compte tenu de la rigueur de nos tests d'identification que nous ayons compté comme diffusions antiproton - proton des évènements qui n'en seraient pas.

b) que la perte sur les angles faibles (inférieurs à 3°) a été évaluée d'une façon quelque peu arbitraire. Elle dépend en effet beaucoup de la méthode de travail des techniciens chargés de suivre les traces.

Il paraît cependant invraisemblable que cette perte soit suffisamment élevée pour permettre de rétablir, à partir des sections efficaces que nous obtenons aux grands angles, une loi du type :

$$\text{Log} \left(\frac{d\sigma}{dt} \right) = At + B$$

Les difficultés qui apparaissent ne seront résolues que lorsque nous disposerons de statistiques plus riches.

La continuation de ce travail devra être envisagée dans la mesure où des méthodes expérimentales plus précises (technique de compteurs) ne seront pas utilisées dans les laboratoires du CERN ou de Brookhaven.

CONCLUSION

La première partie de ce travail nous a permis d'obtenir une valeur de la section efficace antiproton - neutron à 3 GeV/c. Cette section efficace n'a pu être comparée à d'autres déterminations expérimentales pour cette énergie, car les seules valeurs concernant des mesures de σ_{pn}^- antérieures à notre étude portent sur des antiprotons de 1 GeV (13). De même qu'à 1 GeV nos résultats tendraient à prouver que cette section efficace est légèrement supérieure à la section efficace $\bar{p} - p$.

Cependant l'exactitude de la valeur trouvée est liée aux hypothèses qui ont été faites sur le mécanisme de l'interaction antiproton - noyau et à la forme du noyau.

En ce qui concerne les diffusions élastiques, nous avons pu dégager les méthodes qui permettent leur étude expérimentale. Malheureusement, le nombre limité de plaques dont nous avons disposé ne nous a pas permis de tirer des conclusions définitives. Nos résultats semblent indiquer cependant qu'il serait intéressant de poursuivre cette étude en portant une attention particulière à la détection des diffusions élastiques de petits angles.

APPENDICE

Nous avons admis que tous les évènements de petit angle $\alpha_1 \leq 4^\circ$ dont la projection horizontale θ est $\leq 30'$ ont été perdus dans le suivi des traces.

Considérons la sphère de rayon unité centrée au point d'interaction 0. Les traces d'antiprotons diffusés correspondant à un angle α_1 donné et à un angle $\theta \leq 30'$ traversent la portion de sphère limitée par la section d'un cône de centre 0 et d'ouverture $2\alpha_1$, et d'un dièdre d'ouverture 1° . (figure 21).

Evaluons cette aire par la formule :

$$S = 4 \int_0^{30'} d\theta \int_{\varphi_1(\theta)}^{\pi/2} \sin \varphi \, d\varphi$$

où $\varphi_1(\theta)$ est la valeur de φ correspondant à un angle θ donné sur le cercle Γ , section de la sphère et du cône.

$$\text{Equation de } \Gamma : \sin \varphi_1 \cos \theta = \cos \alpha_1 = A$$

D'où :

$$S = 4 \int_0^{30'} \sqrt{1 - \frac{A^2}{\cos^2 \theta}} \, d\theta$$

$$S = 4 \sqrt{1 - A^2} \int_0^{30'} \sqrt{1 - k^2 \tan^2 \theta} \, d\theta$$

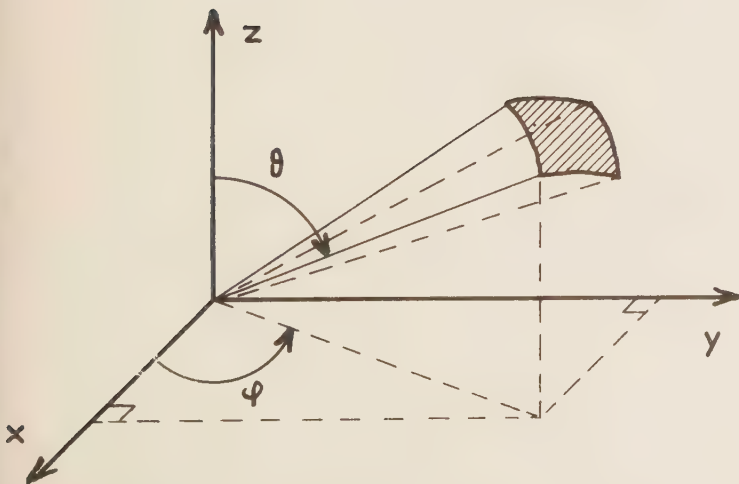
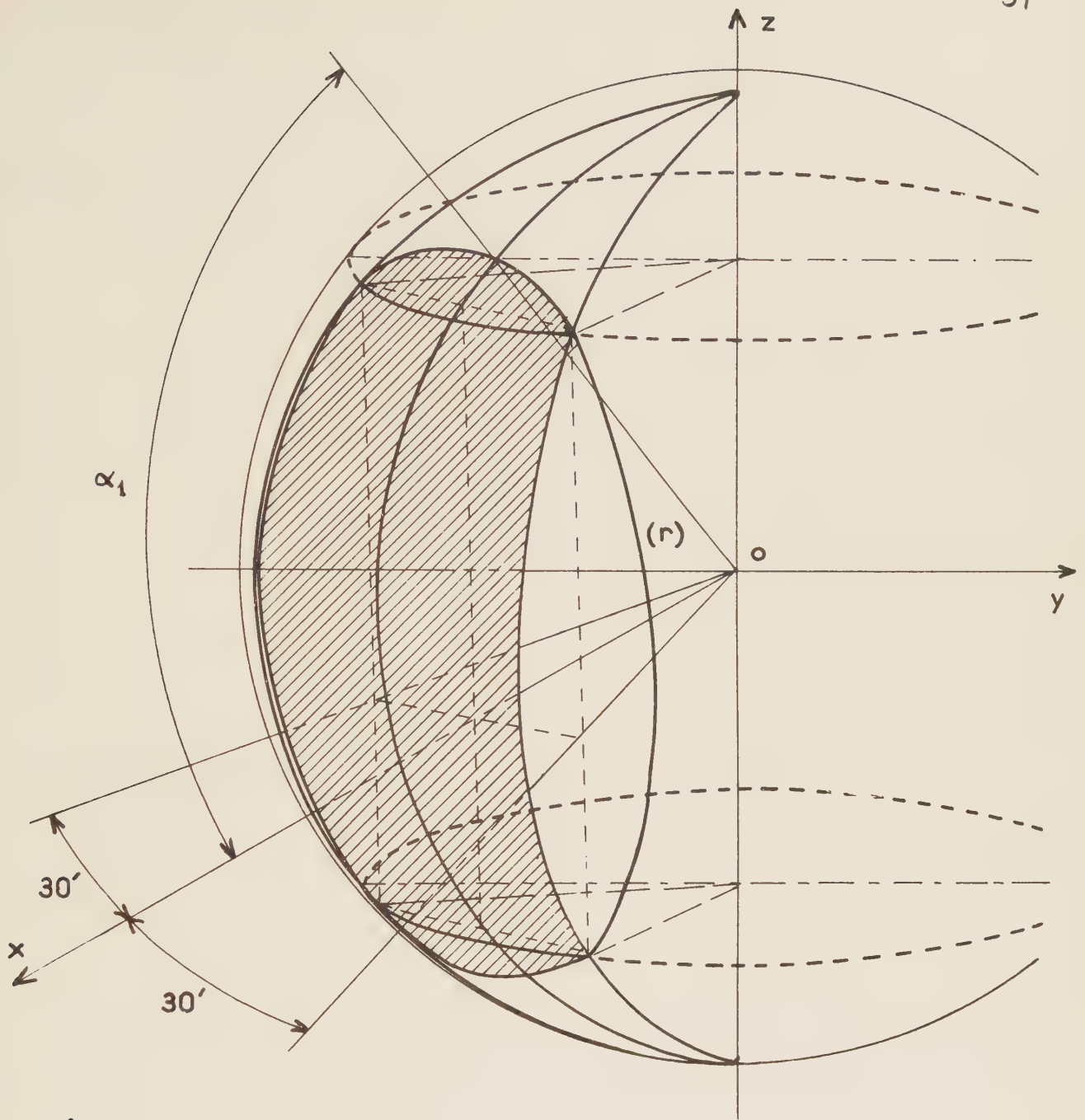


Figure n° 11

$$\text{où } k^2 = \frac{A^2}{1 - A^2}$$

La faible valeur ($\ll 30'$) de l'angle θ nous conduit aux approximations suivantes :

$$1) \quad \text{tg}^2 \varphi \simeq \sin^2 \varphi$$

$$2) \quad \sin^2 \varphi \ll 1$$

Après le changement de variable $k \sin \theta = \alpha$, l'aire s'écrit :

$$S = \frac{4 \sqrt{1 - A^2}}{k} \int_0^{k \sin 30'} \sqrt{1 - \alpha^2} \, d\alpha$$

Finalement :

$$S = \frac{2 \sqrt{1 - A^2}}{k} \left[\text{Arc sin } (k \sin 30') + k \sin 30' \sqrt{1 - k^2 \sin^2 30'} \right]$$

avec :

$$\begin{cases} A = \cos \alpha_1 \\ k = \cotg \alpha_1 \end{cases}$$

Le pourcentage du nombre de diffusions perdues pour un angle α_1 donné, s'exprime par le rapport de l'aire calculée ci-dessus à l'aire de la calotte sphérique limitée par le cône, soit :

$$S' = 2 \pi (1 - \cos \alpha_1)$$

Le tableau (II) résume les résultats obtenus dans l'application de cette méthode. On vérifie que la probabilité de perte pour un angle α_1 égal à $30'$ est voisine de 1.

TABLEAU II

N_1	$\cos N_1$	$k - \cos N_1$	k^2	$k \sin 30^\circ$	Σ	Σ^2	pourcentage de perte / nombre total
30°	0,999962	114,59	13,129	0,999997114	0,0002303	0,0002387	100,24 %
1°	0,9999998	87,2013	322,3	0,4999981	0,0005828	0,000955	61 %
2°	0,9999301	28,6366	820	0,2999116	0,001206	0,003826	31,5 %
3°	0,99863	19,08	364,1	0,16652	0,001818	0,008608	21,12 %
4°	0,99756	14,3	204,5	0,1248	0,002428	0,0153	15,865 %
5°	0,996195	11,4301	130,647	0,09975	0,00303	0,0239	12,7 %

BIBLIOGRAPHIE

- 1 CHAMBERLAIN, SEGRE et al.
Phys.Rev. 100. (1955) 947
- 2 HILL, JOHANNSON et al.
Phys.Rev. 101. (1956) 907
- 3 EKSPONG, BARKAS, SEGRE et al.
Phys.Rev. 105. (1957) 1037-58
- 4 COOMBES et al.
Phys.Rev. 112. (1958) 1303
- 5 CHAMBERLAIN, SEGRE et al.
Phys.Rev. 108. (1957) 1553
- 6 CHAMBERLAIN et al.
Phys.Rev. 113. (1959) 1615
- 7 BERTHELOT A., CHOQUET C., et al.
Nucl. Phys. 14. (1960) 545-64
- 8 EKSPONG, RONNE
Nuov.Cim. (10) 13, (1959) 27 - 45
- 9 EKSPONG
Nucl. Phys. 22. (1961) 353 - 409
- 10 EKSPONG, RONNE,
Arkiv für Fysik, (1962)
- 11 Von DARDEL G., FRISCH D.H. et al.
Conference of high energy - Physics at Rochester (1960) 149
- 12 WENZEL W.A.,
Conference on high energy physics at Rochester (1960) 151
- 13 ELIOFF, CHAMBERLAIN
(Private comm.) Conference on high energy physics at Rochester
(1960) 154
- 14 AMALDI V., COCCONI V.T.
Aix en Provence, International Conference on elementary particles
(1961) 1283

- 15 WINTER K.,
International conference on theoretical aspects of very high energy phenomena at CERN (1961) 150
- 16 FERBEL T., SANDWEISS J. et al.
International conference on high energy physics at CERN (1962) 76
- 17 GOLDSCHMIDT-CLERMONT
International conference on high energy physics at CERN (1962) 84
- 18 ESCOUBES B., FEDRIGHINI A., GOLDSCHMIDT-CLERMONT Y.
Phys.Let. Vol. 5, n° 2 (1963)
- 19 DJERASSI H., LAMY M.
Etude de la contamination d'un faisceau d'antiprotons de 3 GeV/c
Rapport CERN/TC/Physics/62/2
- 20 ABRAMHAMSON P., ALEXANDER G.
Nuov.Cim. 12. (1959) n°1, 27
- 21 Annual. Intern. Conf. on high energy physics at CERN
The nucleon and its interaction with pions, photons, nucleons and anti-nucleons (1958) 74
- 22 FERNBACH, SERBER and TAYLOR
Phys.Rev. 75.(1959) 1352
- 23 MARSHAK
Meson Physics 265 - 267
- 24 HOFSTADTER
Rev.Mod.Phys. 28. (1956) 214 et 101. (1956) 1131
- 25 PHILBERT G.
C.R.A.S. 244 (1957) 1634
- 26 GOLDHABER and FISHER
Phys.Rev. 107. (1954) 291
- 27 HESS W.N.
Rev.Mod.Phys. 30. (1958) 368
- 28 AZIMOV S.A., BONNILI B.P et al.
Conference on high energy at Rochester (1960) 91
- 29 Annual. Intern. Conf. on high energy physics at CERN
O. PICCIONI Rapporteur, (1958) 65
- 30 GOLDSACKER, MORRISSON et al.
Conference Intern. d'Aix en Provence sur les particules élémentaires
11. 103

- 31 CHAMBERLAIN et al.
Phys.Rev. 108. (1957) 1553
- 32 COOMBES, CORK, GALBRAITH
Ann. Intern. Conf. on high energy physics at CERN (1958) 84
- 33 WENZEL N.A.
Proceedings of the 1960 - Ann. Intern. Conf. on high energy physics
at Rochester
- 34 DUKE et al.
Phil.Mag." on the elastic scattering of proton by proton at 925 MeV "

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I - Etude bibliographique rapide des résultats obtenus dans les études sur les antiprotons</u>	
I - Travaux concernant les antiprotons de basses énergies.....	3
II - Antiprotons de hautes énergies	4
<u>CHAPITRE II - Techniques de l'exposition et de l'exploration des plaques</u>	
I - Exposition	7
II - Exploration	8
III - Types d'interactions	8
IV - Libre parcours moyen expérimental et contamination	10
V - Libre parcours moyen de réaction avec les noyaux complexes	11
VI - Section efficace d'interaction $\bar{p}$ - neutrons lié	15
<u>CHAPITRE III - Diffusions élastiques antiprotons-protons</u>	
I - Etude bibliographique	21
II - Sélection des évènements	25
III - Résultats expérimentaux.....	41
CONCLUSION	49
APPENDICE	50
BIBLIOGRAPHIE	54



Vu :

Les Membres du Jury

A. SARAZIN

G. PHILBERT

R. SCHMITT

M. MORAND

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer

Lyon le 31 Janvier 1963

Le Recteur

Président du Conseil de l'Université

P. LOUIS

